

**Elektrische Charakterisierung von Störstellen in den
III-V-Halbleitern GaAs und GaN mittels Radiotracer-Spektroskopie**

Dissertation

**zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)**

**vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena**

**von Diplomphysikerin Fanny Albrecht
geboren am 15. Januar 1973 in Naumburg / Saale**

Gutachter

- 1. Prof. Dr. rer. nat. Wolfgang Witthuhn**
- 2. Prof. Dr. rer. nat. Thomas Wichert**
- 3. Prof. Dr. rer. nat. Karl Maier**

Tag der letzten Rigorosumsprüfung: 27. Oktober 2004

Tag der öffentlichen Verteidigung: 09. November 2004

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-----------|
| 1. Einleitung | 3 |
| 2. Experimentelle Methoden | 5 |
| 2.1 Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS) | 5 |
| 2.1.1 Der Schottky-Kontakt | 5 |
| 2.1.2 Messprinzip | 6 |
| 2.1.3 Einfluss des elektrischen Feldes | 8 |
| 2.2 Thermal Admittance Spectroscopy (TAS) | 10 |
| 2.3 Radiotracer-Spektroskopie | 10 |
| 3. Untersuchung von Störstellen in GaAs | 11 |
| 3.1 Identifikation eines Brom-korrelierten Defektzustandes in GaAs | 11 |
| 3.1.1 Einführung | 11 |
| 3.1.2 Experiment | 12 |
| 3.1.3 Ergebnisse in p-Typ GaAs | 17 |
| 3.1.4 Ergebnisse in n-Typ GaAs | 18 |
| 3.1.5 Diskussion | 23 |
| 3.2 Identifikation des Ga-Antisite-Defektes Ga_{As} in GaAs | 25 |
| 3.2.1 Einführung | 25 |
| 3.2.2 Experiment | 26 |
| 3.2.3 Ergebnisse in p-Typ GaAs | 32 |
| 3.2.3.1 Ergebnisse nach Implantation von ⁷¹ As an der ISOLDE/CERN | 32 |
| 3.2.3.2 Ergebnisse nach Rückstoßimplantation von ⁷¹ As | 35 |
| 3.2.3.3 Implantation von ⁷² Se an der ISOLDE/CERN | 37 |
| 3.2.3.4 Ergebnisse an ¹¹ B in p-Typ GaAs | 38 |
| 3.2.3.5 Vergleich der Bandlückenzustände in p-Typ GaAs | 39 |
| 3.2.4 Ergebnisse im n-Typ GaAs | 40 |
| 3.2.4.1 Implantation von ⁷¹ As an der ISOLDE/CERN | 40 |
| 3.2.4.2 Ergebnisse nach Rückstoßimplantation von ⁷¹ As | 43 |
| 3.2.4.3 Implantation von ⁷² Se an der ISOLDE/CERN | 44 |
| 3.2.4.4 Implantation von ⁷³ As an der ISOLDE/CERN | 45 |
| 3.2.4.5 Vergleich der Bandlückenzustände in n-Typ GaAs | 46 |

| | |
|--|-----------|
| 3.3 Untersuchungen zur Erzeugung von Eigendefekten in GaAs | 48 |
| 3.3.1 Einführung | 48 |
| 3.3.2 Experiment | 49 |
| 3.3.3 Ergebnisse in p-Typ GaAs | 50 |
| 3.3.4 Ergebnisse in n-Typ GaAs | 52 |
| 3.4 Diskussion | 54 |
| 3.4.1 Diskussion der Ergebnisse in p-Typ GaAs | 54 |
| 3.4.2 Diskussion der Ergebnisse in n-Typ GaAs | 58 |
| 4. Untersuchungen zur p-Dotierung von GaN mit radioaktiven Isotopen | 67 |
| 4.1 Einführung | 67 |
| 4.2 Experiment | 68 |
| 4.3 Ergebnisse | 71 |
| 4.3.1 ^7Be in GaN | 71 |
| 4.3.1.1 Ergebnisse in n-Typ GaN | 71 |
| 4.3.1.2 Ergebnisse in p-Typ GaN | 76 |
| 4.3.2 ^{28}Mg in GaN | 77 |
| 4.3.2.1 Ergebnisse in n-Typ GaN | 77 |
| 4.3.2.2 Ergebnisse in p-Typ GaN | 78 |
| 4.4 Diskussion | 80 |
| 4.4.1 Diskussion der Ergebnisse in n-Typ GaN | 80 |
| 4.4.2 Diskussion der Ergebnisse in p-Typ GaN | 84 |
| 5. Zusammenfassung | 86 |
| 6. Literaturverzeichnis | 88 |

1. Einleitung

Die technologische Bedeutung der III-V-Halbleiter-Materialien ergibt sich unter anderem aus ihrer direkten Bandlücke, deren Größe sich zudem über die Materialzusammensetzung in einem sehr breiten Bereich einstellen lässt. Im Zuge ihrer Anwendung bei der Herstellung optoelektronischer Bauelemente wie LEDs und Laserdioden wird durch die Kombination der Gruppe III-Elemente In, Ga und Al mit den Elementen der V. Hauptgruppe N, P und As eine lückenlose Abdeckung des gesamten Spektralbereichs vom nahen Infrarot über das sichtbare Licht bis in den hohen UV-Bereich erreicht [OSR03].

Aus der Vielzahl der technologisch relevanten III-V-Verbindungshalbleiter ist GaAs das in der Forschung am ausführlichsten untersuchte Material. Obwohl es dem Gruppe IV-Halbleiter Si in den meisten seiner physikalischen Eigenschaften [INS90] überlegen ist, haben sich auf GaAs basierende mikroelektronische Bauelemente bisher nicht gegen die etablierte Si-Technologie durchsetzen können [Ros00]. Ambitionierte Ansätze wie die Entwicklung des „Cray3“-Rechners durch die Cray Computer Corp. auf Grundlage von GaAs-Prozessoren sind spektakulär gescheitert [Mit90]. Mit der Einführung mobiler Datenkommunikation auf Trägerfrequenzen im GHz-Bereich gewannen GaAs-basierende integrierte Empfänger- und Verstärker-Bauteile aufgrund der hohen Ladungsträgerbeweglichkeiten in diesem Material vorübergehend zunehmende Bedeutung. Allerdings wurde dieser Anwendungsbereich durch die Entwicklung von Si-Ge-Legierungen von den Gruppe IV-Halbleitern zurückerobert, welche insbesondere den Vorteil einer Integration in die CMOS-Technologie bieten [Kuh02]. Der fortschreitenden Erhöhung der Taktraten kann im Fall auf Si basierender Mikroprozessoren jedoch nur mit einer weiteren Miniaturisierung Rechnung getragen werden, deren Grenzen sich infolge des Einsetzens quantenmechanischer Effekte bereits abzeichnen. In diesem Zusammenhang könnte GaAs als Material für zukünftige Mikroprozessoren wiederum interessant werden.

Die erfolgreiche Herstellung eines funktionierenden Bauelements bedarf der Kontrolle der mit typischen Prozessschritten einhergehenden Defekte und Verunreinigungen, da deren Inkorporation sowohl seine Leistung als auch Lebensdauer beeinträchtigen, aber auch dazu genutzt werden können, dessen elektrische Eigenschaften gezielt einzustellen. So wird der Einfluss von Punktdefekten auf die Leitfähigkeit beispielsweise bei der Herstellung semi-isolierenden GaAs durch MBE (Molecular Beam Epitaxy)-Zucht bei niedrigen Temperaturen ausgenutzt [Smi88], und zur Isolation eng benachbarter Strukturen von GaAs-Transistoren wird Ionenimplantation [Ren90] und Protonenbestrahlung [Mor85] eingesetzt. Zwar sind Strahlungs-induzierte Defekte in GaAs seit Jahrzehnten Gegenstand ausführlicher Untersu-

chungen ([Sti85], [Pon85], [Bou88]), die Notwendigkeit weiterführender Experimente wird jedoch durch die Vielzahl widersprüchlicher Interpretationen bezüglich der in diesem Zusammenhang beobachteten Störstellen illustriert [Lai94].

Auf GaN basierende optoelektronische Bauelemente sind inzwischen seit fast zehn Jahren auf dem Markt etabliert; die ersten LED-Prototypen wurden bereits 1993 [Nak94] vorgestellt. Nichtsdestoweniger ist ihre Entwicklung bei weitem nicht abgeschlossen, da die bisher erreichten Erfolge nicht auf einem umfassenden Materialverständnis beruhen. Insbesondere der Versuch der Kontrolle des Leitungstyps wird von großen Schwierigkeiten begleitet. Ohne Zugabe von Dotierstoffen gezüchtetes GaN ist n-leitend. Für diese n-Leitfähigkeit wurde zunächst die Stickstoff-Leerstelle (V_N) verantwortlich gemacht [Jen89], bis theoretische Untersuchungen zeigten, dass N-Leerstellen bei der Zucht nicht in ausreichender Menge gebildet werden können, um für die beobachteten Donator-Konzentrationen aufzukommen [Neu95]. Vielmehr werden die elektronischen Eigenschaften von GaN hauptsächlich durch den Einfluss von Verunreinigungen wie z.B. Sauerstoff dominiert [vdW04]. In diesem Zusammenhang wirkt der während der MOCVD (Metalorganic Chemical Vapour Deposition)-Zucht in GaN inkorporierte Wasserstoff dem Erreichen hoher Konzentrationen elektrisch aktiver Akzeptoren entgegen. Des weiteren erweist sich die hohe Ionisierungsenergie des am häufigsten eingesetzten Akzeptors Mg (210 meV [Göt99]) als wesentlicher Nachteil. Bis heute begründet die begrenzte Leitfähigkeit p-dotierter GaN-Schichten ein Hindernis für maßgebliche Fortschritte bei der Bauelemententwicklung.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit bestand darin, die bisher erfolgreich zur elektrischen Charakterisierung von Störstellen in den Gruppe IV-Halbleitern Si [Ach95b] und SiC [Alb01] angewandte Methode der Radiotracer-DLTS erstmalig auf aktuelle Problemstellungen der III-V-Halbleiter GaAs und GaN zu übertragen. Der entscheidende Vorteil in der Erweiterung der herkömmlichen DLTS-Methode um das Radiotracer-Konzept liegt in der Ausnutzung der Element-spezifischen Halbwertszeit radioaktiver Isotope, welche eine eindeutige Zuordnung der in die Zerfallskette involvierten Elemente zu elektrisch aktiven Defekten in der Bandlücke eines Halbleiters erlaubt. Darüber hinaus bietet sich eine gezielte Variation der infolge des Zerfallsprozesses auf den Tochterkern übertragenen Rückstossenergien zur Unterscheidung zwischen zerfalls-induzierten Defekt-Komplexen und ausschließlich element-korrelierten Defekten an. Die in dieser Arbeit adressierten Themen widmeten sich unter anderem der elektrischen Charakterisierung Br-korrelierter Störstellen und dem Ga-Antisite-Defekt Ga_{As} in GaAs sowie den Problemen bei der p-Dotierung von GaN.

2. Experimentelle Methoden

Sowohl die DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) [Lan74] und als auch die TAS (Thermal Admittance Spectroscopy) [Pau80] basieren auf der Umladung von Störstellen in der Raumladungszone eines Schottky-Kontaktes oder p-n-Übergangs; in dieser Arbeit wurden ausschließlich Schottky-Dioden untersucht. Dabei widmet sich die Methode der DLTS der elektrischen Charakterisierung tief in der Bandlücke gelegener Störstellen, während mittels TAS vorrangig flache Bandlückenzustände beobachtet werden. Die Einteilung elektrisch aktiver Defekte in *flache* und *tiefe* Störstellen bezieht sich im Rahmen dieser Definition auf ihren energetischen Abstand von der jeweiligen Bandkante, wenngleich dies nur einen Spezialfall darstellt, da tiefe Störstellen auch nahe an bzw. sogar in den Bändern liegen können (z.B. DX-Zentren in GaAs [Moo90]).

2.1 Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS)

2.1.1 Der Schottky-Kontakt

In Abb. 2.1 (a) sind die Potentialverhältnisse für einen tiefen Bandlückenzustand E_t in der Raumladungszone eines Schottky-Kontaktes auf einem n-Typ Halbleiter schematisch dargestellt. Durch den Ladungsaustausch zwischen Halbleiter und Metall im thermischen Gleichgewicht gleichen sich die Fermi-Niveaus des Halbleiters $E_{F,HL}$ und des Metalls $E_{F,M}$ einander an. Die aus der resultierenden Raumladung entstehende Erhöhung der Bandkanten eU_D (e ist die Elementarladung) an der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Metallkontakt ergibt sich

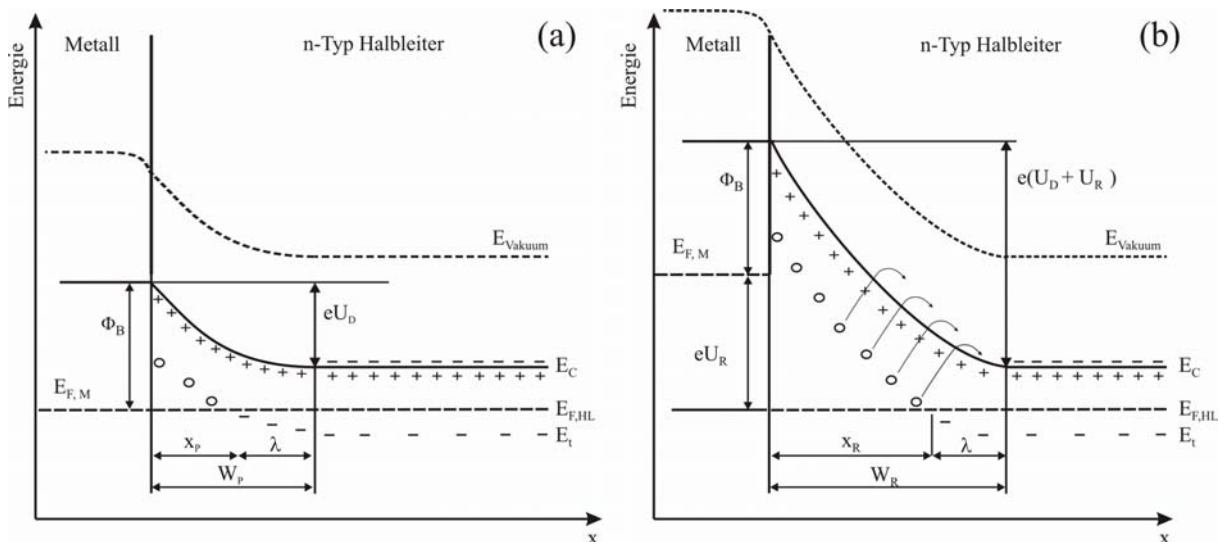


Abb. 2.1 (a) Energiebändermodell eines Schottky-Kontaktes; bei der Umladung der tiefen Störstelle E_t im Rahmen einer DLTS-Messung entspricht diese Situation der des Füllpulses für den Spezialfall $U_P = 0$ V. Während dessen wird die tiefe Störstelle E_t bis zu einer Tiefe von x_p unter das Fermi-Niveau gebracht und demzufolge mit Ladungsträgern besetzt (b) Wird die Sperrspannung $U_R > U_P$ erneut angelegt, so führt dies zu einer Anhebung des Bandlückenzustandes E_t über die Fermi-Energie bis zu einer Tiefe x_R , in deren Folge die Ladungsträger der Störstelle aus dem Bereich $x_R - x_p$ in das Leitungsband emittiert werden.

aus der Differenz der Barrierenhöhe Φ_B und der Potentialdifferenz zwischen Fermi-Niveau E_F und Leitungsbandkante E_C . Gemäß der Poisson-Gleichung ergibt sich der Potentialverlauf respektive die Bandverbiegung aus der Raumladungsdichte, welche praktisch der Dotierungskonzentration N_S entspricht. Durch Integration der Poisson-Gleichung erhält man den Verlauf des elektrischen Feldes F in der Raumladungszone (unter Berücksichtigung einer zusätzlichen Sperrspannung U_R), für welches bei einem parabolischen Feldverlauf eine lineare Ortsabhängigkeit gemäß

$$F = \frac{U_R + U_D}{W_R} \quad (2.1)$$

gilt. Eine zweite Integration liefert den Potentialverlauf, aus dem sich die Weite der Raumladungszone W_R in Abhängigkeit von U_R und N_S berechnen lässt

$$W_R = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(U_R + U_D)}{eN_S}}. \quad (2.2)$$

Darin bezeichnet ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante im Vakuum und ϵ die Dielektrizitätskonstante des Halbleiters. Die Weite der Raumladungszone W_R steht darüber hinaus in einer einfachen Beziehung zur Kapazität C einer Schottky-Diode; analog den Verhältnissen an einem Plattenkondensator gilt für die Kapazität eines Schottky-Kontaktes der Fläche A [Blo92]:

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 A}{W_R} = A \left(\frac{\epsilon\epsilon_0 e N_S}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(U_R + U_D - \frac{kT}{e} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.3)$$

Darin steht k für die Boltzmann-Konstante, und T entspricht der Messtemperatur. Misst man die Kapazität C der Schottky-Diode in Abhängigkeit von der Sperrspannung U_R , so lässt sich aus der Steigung der Geraden $1/C^2(U)$ die Dotierungskonzentration N_S des Halbleiters ermitteln. Diese Vorgehensweise wird im weiteren als CV-Messung bezeichnet.

2.1.2 Messprinzip

Bei einer DLTS-Messung werden tiefe Störstellen in der Raumladungszone eines Schottky-Kontaktes umgeladen. Ausgangspunkt der DLTS-Messung ist die in Abb. 2.1 (b) gezeigte Situation einer an einen Schottky-Kontakt angelegten Sperrspannung U_R . Vermöge eines Spannungspulses $U_P < U_R$ der Dauer t_P , wird der Bandlückenzustand E_t im Tiefenbereich $x_R - x_P$ unter die Fermi-Energie gedrückt und infolgedessen mit Ladungsträgern befüllt. Das Umschalten auf die Sperrspannung U_R resultiert in einer Erhöhung der Bandverbiegung, woraus das erneute Anheben der Störstelle über die Fermi-Energie folgt. Die damit verbundene Ladungsträgeremission aus den tiefen Störstellen geht mit einer Veränderung der Ladungs-

dichteverteilung in der Raumladungszone einher, welche sich als exponentielle Kapazitäts-transiente der Amplitude ΔC nachweisen lässt [Blo92]

$$C(t) = C_R - \Delta C \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (2.4)$$

C_R entspricht der Raumladungskapazität bei angelegter Sperrspannung U_R . In Gl. 2.4 stellt τ die Emissionszeitkonstante dar; gemäß eines thermisch aktivierten Prozesses ist diese proportional zum Boltzmann-Faktor, welcher die thermische Aktivierungsenergie E_A der tiefen Störstelle enthält [Blo92]

$$\frac{1}{\tau} = v_{th} \cdot N_C \cdot \sigma \cdot \exp\left(-\frac{E_A}{kT}\right). \quad (2.5)$$

σ bezeichnet den Einfang- oder Wirkungsquerschnitt der Störstelle. N_C ist die effektive Zustandsdichte im Leitungsband:

$$N_C = 2 \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot m_e^* \cdot kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.6)$$

h ist das Planck'sche Wirkungsquantum, m_e^* die effektive Masse der Elektronen und v_{th} ihre thermische Geschwindigkeit:

$$v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m_e^*}} \quad (2.7)$$

Gemäß Gl. 2.5 erhält man durch Auftragung von $\ln \tau$ gegen $\frac{1}{T}$ die Arrhenius-Gerade, aus deren Anstieg sich die Aktivierungsenergie E_A sowie aus ihrem Schnittpunkt mit der Ordinate der elektrische Wirkungsquerschnitt σ bestimmen lässt. Der aus einer solchen Darstellung ermittelte Wirkungsquerschnitt ist jedoch mit einem Fehler von einer Größenordnung behaftet. Darüber hinaus wurde in dem beschriebenen Modell von seiner Temperaturunabhängigkeit ausgegangen. Dies ist jedoch speziell für Störstellen in GaAs nur äußerst selten der Fall [Lan75a]; hingegen liegt häufig eine exponentielle Temperaturabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes [Pon80a] entsprechend

$$\frac{\sigma}{\sigma_\infty} = \exp\left(-\frac{E_\sigma}{kT}\right) \quad (2.8)$$

vor. Darin entspricht E_σ einer Aktivierungsenergie, um deren Wert die aus der Arrhenius-Darstellung ermittelte Aktivierungsenergie E_A korrigiert werden muss, um den tatsächlichen Wert für die Störstelle E_t zu erhalten. Die Angabe des Wirkungsquerschnittes bedarf jedoch der Kenntnis von σ_∞ , dessen direkte experimentelle Bestimmung prinzipiell nur für die we-

nigen Störstellen ($\sigma > 10^{-14} \text{ cm}^2$) möglich ist, deren Einfangkongstante die Zeitauflösung der Kapazitätsmessbrücke nicht unterschreitet. Eine indirekte Messung der Einfangkongstante und somit des Wirkungsquerschnittes erfolgt über die Variation der Breite t_p der Spannungspulse U_p , wobei die Amplitude der Emissionstransiente ΔC dem Zusammenhang [Pon84]

$$\Delta C(t_p) = \Delta C_{\max} \left[1 - \exp\left(-\frac{t_p}{\tau}\right) \right] \quad (2.9)$$

folgt. Aus der Einfangkongstante τ lässt sich der Wirkungsquerschnitt σ entsprechend

$$\sigma = \frac{1}{\tau \cdot v_{th} \cdot n_0} \quad (2.10)$$

berechnen. Darin bezeichnet n_0 die Elektronenkonzentration im Leitungsband, welche aufgrund des sogenannten Edge-Layer-Effektes ([Pon80a],[Pon84]) in der Raumladungszone ortsabhängig ist. In dessen Folge kann mit zunehmender Füllpulsdauer t_p kein Maximum der Transienten-Amplitude ΔC_{\max} (vgl. Gl. 2.9) beobachtet werden, da der exponentielle Einfangprozess immer durch einen nicht-exponentiellen überlagert wird [Pro89]. Durch diesen Effekt wird die Aussagekraft der aus solchen Messungen abgeleiteten Einfangkongstanten zusätzlich beeinträchtigt.

Unter der Voraussetzung, dass die Füllpulsdauer t_p während der DLTS-Messung ausreichend lang für eine vollständige Ladungsträgerbesetzung der tiefen Störstelle gewählt wird, ist die Amplitude der Emissionstransiente ΔC direkt proportional zur Störstellenkonzentration N_t im Tiefenbereich $x_R - x_P$ (vgl. Abb. 2.1) [Blo92]

$$\frac{N_t}{N_s} = 2 \frac{\Delta C}{C_R} \cdot \frac{W_R^2}{x_R^2 - x_P^2} \quad (2.11)$$

Dieser Zusammenhang erlaubt die orts aufgelöste Untersuchung des Tiefenprofils einer Störstelle durch geeignete Wahl von U_R und U_P im Rahmen isothermer DLTS-Messungen.

2.1.3 Einfluss des elektrischen Feldes

Die Ladungsträger-Emission aus geladenen tiefen Störstellen wird vom elektrischen Feld in der Raumladungszone insofern beeinflusst, als dass verursacht durch das Coulombfeld eines beispielsweise nach der Emission eines Elektrons positiv geladenen Donators in einem n-Typ Halbleiter das elektrische Feld in der Raumladungszone eine Absenkung der Potentialbarriere bewirkt, infolge dessen die Emission aus dem tiefen Donator erleichtert sowie seine Aktivierungsenergie entsprechend verringert wird. Vergleichbares gilt für die Emission eines Loches aus einem tiefen Akzeptor in einem p-Typ Halbleiter. Nach Frenkel [Fre38] ist diese Verringerung der Aktivierungsenergie ΔE_A proportional zur Wurzel des in der Raumladungs-

zone herrschenden Feldes. Unter Berücksichtigung der Anisotropie der Feld-induzierten Absenkung der Coulomb-Barriere im Rahmen eines dreidimensionalen Poole-Frenkel-Effekts [Har68] folgt für die funktionale Abhängigkeit der Emissionszeitkonstante τ von der elektrischen Feldstärke F

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \left(\frac{e^x (x-1) + 1}{x^2} + \frac{1}{2} \right)^{-1}, \quad (2.12)$$

$$x = \frac{1}{kT} \sqrt{\frac{e^3 n F}{\pi \epsilon \epsilon_0}}. \quad (2.13)$$

Die Reduktion der Aktivierungsenergie ΔE_A durch das elektrische Feld ergibt sich zu

$$\Delta E_A = kT \cdot \frac{(x^2 - 2x + 2) \cdot e^x - 2}{e^x (x-1) + 1 + \frac{1}{2} x^2}. \quad (2.14)$$

Der Faktor n kennzeichnet den Ladungszustand des Donators bzw. Akzeptors. Liegt eine Feldstärkeabhängigkeit der Emissionszeitkonstante einer tiefen Störstelle vor, so lässt sich diese durch die Variation des elektrischen Feldes in der Raumladungszone (Gl. 2.1) detektieren. Dazu wird im Verlauf doppelt-korrelierter DLTS-Messungen entweder unter Konstanthaltung der Messtemperatur [Mak80] oder des beobachteten Zeitfensters [Lef77] die Sperrspannung U_R variiert. Der Terminus „doppelt-korreliert“ bezieht sich auf eine geeignete Wahl der Pulsspannungen U_P , die es erlaubt durch Differenzbildung der bei gleicher Sperrspannung U_R , jedoch unterschiedlichen Pulsspannungen U_P gemessenen DLTS-Spektren die Beobachtung der Störstelle in einem festen, möglichst kleinen Tiefenbereich zu gewährleisten. Das beschriebene Poole-Frenkel-Modell der Feldstärkeabhängigkeit berücksichtigt jedoch weder den Beitrag von Tunnelprozessen [Gan00] noch den Einfluss weiträumiger Gitterrelaxationen im Zusammenhang mit Multiphononenprozessen [Lan75a].

Sämtliche in diesem Kapitel getroffenen Aussagen gelten darüber hinaus unter der Voraussetzung, dass die Konzentration der tiefen Störstellen N_t wesentlich geringer als die Dotierungskonzentration N_S ($10^{-4} \leq N_t/N_S \leq 10^{-1}$) ist. Darüber hinaus wurde mit Ausnahme von Gl. 2.11 bei der Ableitung der dargestellten Zusammenhänge von einem homogenen Dotierungsprofil ausgegangen. Für eine ausführliche Betrachtung der mit den Modellen und der Methode einhergehenden Fehler sei an dieser Stelle auf die Dissertation von J. Grillenberger [Gri00] verwiesen.

2.2 Thermal Admittance Spectroscopy (TAS)

Der als Admittanz $Y(\omega)$ bezeichnete Kehrwert des komplexen Widerstandes $Z(\omega)$ einer Diode wird durch den auf Grund einer angelegten Wechselspannung der Kreisfrequenz ω fließenden Strom beschrieben [Blo92]:

$$Y(\nu) = G + i\omega C \text{ bzw. } Z(\omega) = R - \frac{1}{i\omega C} \text{ mit} \quad (2.15)$$

$$\frac{G}{\omega} = \Delta C \cdot \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \text{ und} \quad (2.16)$$

$$C = C_i + \frac{\Delta C}{1 + \omega^2\tau^2}. \quad (2.17)$$

Darin bezeichnet der Realteil G den Leitwert; der Imaginärteil C stellt die Kapazität der Diode dar. Prinzipiell werden bei der thermischen Admittanzspektroskopie (TAS) die Störstellen an ihrem Schnittpunkt mit der Fermi-Energie durch die Variation der angelegten Spannung $U_R(\omega)$ mit einer Frequenz ω umgeladen. Zeichnet man bei einer bestimmten Meßfrequenz ω die Kapazität C der Diode als Funktion der Temperatur auf, so erhält man in den $C(T)$ -Spektren einen Wendepunkt bei einer Temperatur, für die gilt: $1/\tau = \omega$ (τ ist die Umladezeitkonstante der Störstelle und $\omega = 2\pi\nu$ die Frequenz des Messsignals). An dieser Stelle stimmt die Frequenz der Wechselspannung mit der des Umladeprozesses überein. Im Leitwertdiagramm $G(\omega, T)$ erhält man bei dieser Temperatur ein Maximum. Durch geeignete Wahl verschiedener Meßfrequenzen erhält man (ω, T) -Wertepaare, deren Abhängigkeit voneinander sich wieder durch einen Arrhenius-Zusammenhang [Pau80] beschreiben lässt.

2.3 Radiotracer-Spektroskopie

Der entscheidende Vorteil in der Erweiterung der herkömmlicher DLTS-Methode [Lan74] um das Radiotracer-Konzept [Pet90] liegt in der Ausnutzung der Elementspezifischen Eigenschaft der Halbwertszeit radioaktiver Isotope, welche eine eindeutige Zuordnung der in die Zerfallskette involvierten Elemente zu elektrisch aktiven Defekten in der Bandlücke eines Halbleiters erlaubt ([Alb01], [Alb03a]). In der vorliegenden Arbeit wurde erstmalig auch die Methode der TAS mit dem Einsatz radioaktiver Isotope kombiniert ([Alb03b], [Alb04]). Da mit TAS vorrangig flache Störstellen detektiert werden, bedurfte dies einer Radiotracer-Konzentration, welche in der Größenordnung der Dotierungskonzentration der Proben lag, um einen messbaren Effekt zu erzielen. Für eine umfassende Beschreibung der Radiotracer-DLTS inklusive ihrer Vorzüge und Beschränkungen sei die Lektüre des Beitrags von N. Achtziger und W. Witthuhn in [Cho04] empfohlen.

3. Untersuchung von Störstellen in GaAs

3.1 Identifikation eines Brom-korrelierten Defektzustandes in GaAs

3.1.1 Einführung

Im Zusammenhang mit der Beobachtung von DX-Zentren [Lan77] wird das Verhalten von Donatoren und Doppeldonatoren in GaAs seit langem ausführlich untersucht [Moo90]. Im Verlauf von PAC (Perturbed Angular Correlation)-Messungen nach Implantation der PAC-Sonde ^{77}Br (^{77}Se) in semi-isolierendes GaAs finden Wehner et al. [Weh97] den außergewöhnlich hohen Anteil von 100% der Sonden in der Umgebung eines einheitlichen, axial-symmetrischen elektrischen Feldgradienten (EFG), dessen Hauptachse V_{ZZ} entlang der $\langle 111 \rangle$ -Achse orientiert ist. In Übereinstimmung mit Channeling-Experimenten an dem Elektronen-Emitter ^{82}Br [Weh97], welche einen substitutionellen Einbau des Broms nahe legen, deutet die Symmetrie des EFG's auf einen Zusammenhang zwischen der in den PAC-Studien beobachteten Defekt-Struktur und einem Komplex aus einem Brom-Atom und einer Ga-Leerstelle ($\text{Br}_{\text{As}}-\text{V}_{\text{Ga}}$). Im Gegensatz dazu hätte sich eine substitutionell eingebaute Br-Sonde in GaAs in Abwesenheit eines Defektes in ihrer unmittelbaren Umgebung durch ein flaches PAC-Spektrum ohne auflösbare Modulation entsprechend einer ungestörten, kubischen Umgebung dargestellt.

Unter Berücksichtigung dessen favorisieren die Autoren zur Interpretation ihrer Ergebnisse das sogenannte Vacancy-Interstitial (V-I)-Modell, welches sich aus theoretischen Rechnungen von Chadi und Chang [Cha88a,b] sowie Dabrowski und Scheffler [Dab88] ergibt. Ursprünglich vorgeschlagen, um die Metastabilität des DX-Zentrums und des EL2-Defekts in GaAs zu

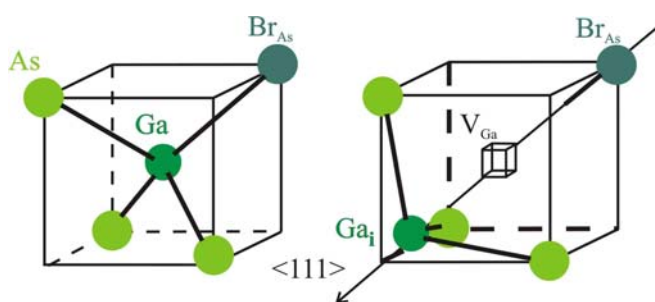


Abb. 3.1 Substitutionelle (links) und relaxierte (rechts) Konfiguration entsprechend des V-I-Modells [Dab88].

erklären, prognostiziert dieses Modell die Metastabilität isolierter Donatoren bzw. Doppeldonatoren. Im Rahmen dessen wird die Existenz zweier verschiedener lokaler Konfigurationen des Donators in Abhängigkeit von seinem Ladungszustand vorhergesagt: eine metastabile entsprechend des substitutionellen

Gitterplatzes sowie eine stabile Variante in Form eines relaxierten Leerstellen-Zwischengitteratom-Paares, wobei das benachbarte Ga-Atom entlang der $\langle 111 \rangle$ -Achse in das Zwischengitter verlagert wird (Abb. 3.1). Für den Fall eines auf dem As-Platz eingebauten Doppel-Donators wie Brom wird die substitutionelle Konfiguration für den geladenen Donator stabilisiert, während der aus Donator Br_{As} , Ga-Leerstelle V_{Ga} und Ga-Zwischengitteratom

Ga_i bestehende Defektkomplex nur für den neutralen Ladungszustand des Br stabil ist. Wird der As-Platz durch einen einfachen Donator wie das Gruppe-VI-Element Selen besetzt, entspricht die substitutionelle Konfiguration dem neutralen Ladungszustand des Selens, während dessen Übergang in den einfach negativen Ladungszustand die Relaxation des Ga-Atoms entlang der $\langle 111 \rangle$ -Kristallachse aktiviert.

Die von Wehner et al. beschriebenen Beobachtungen bezüglich relativer Stärke und Symmetrie des EFG sind mit der Ausbildung der relaxierten Konfiguration $\text{Br}_{\text{As}} - \text{V}_{\text{Ga}} - \text{Ga}_i$ konsistent, wobei sich damit insbesondere der hohe Defektanteil von 100% erklären ließe. Mittels PAC-Messungen an ^{77}Br -dotierten InAs gelang es, im Rahmen eines isochronen Temperprogramms in einer Probe beide Defektsituationen zu beobachten [Ris03]. Die von Wehner et al. im GaAs beobachtete Defekt-Struktur zeigte sich jedoch unabhängig sowohl von der Dotierkonzentration in den Proben als auch von der Messtemperatur. Insofern konnten reversible Übergänge zwischen den beschriebenen Konfigurationen in PAC-Experimenten an GaAs bisher nicht nachgewiesen werden. In diesem Zusammenhang ist die Lage der Umladeneiveaus des Br bzw. des Se in der Bandlücke von GaAs von besonderem Interesse, da deren Kenntnis die gezielte Einstellung der Lage der Fermi-Energie beeinflussender Parameter wie Probendotierung und Messtemperatur erlaubt.

3.1.2 Experiment

Zur Bestimmung der Lage Br- bzw. Se - korrelierter Zustände in der Bandlücke von GaAs eignete sich insbesondere das radioaktive Isotop ^{77}Br , welches mit einer Halbwertszeit von 57 h zum ^{77}Se zerfällt.

Die folgenden Abschnitte widmen sich neben der Beschreibung der Eigenschaften des untersuchten Probenmaterials und der angewandten Isotope auch der Erläuterung der Präparationsmethoden, welche sich im Verlauf dem Radiotracer-Experiment vorangegangener Untersuchungen als optimal in Bezug auf die erreichbare Qualität der Schottky-Dioden und deren Stabilität erwiesen hatten.

A. Probenmaterial

Bei den Proben handelte es sich um epitaktische GaAs-Schichten, welche mittels MBE auf hochdotierten GaAs-Substraten ($N_{\text{A,D}} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, Fa. Wafertech) des jeweils gleichen Leitungstyps gezüchtet wurden. Es wurden zwei Chargen mit unterschiedlichen Wachstumsparametern hergestellt. Die Wafer der ersten Charge (C1) bestanden aus einer 700 nm dicken GaAs-Schicht, welche bei 600 °C direkt auf das Substrat aufgewachsen wurden.

Die Ladungsträgerkonzentration dieser Schichten ergab sich aus CV (Capacitance-Voltage) – Messungen zu $0.1\text{--}2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (n-Typ) bzw. $1\text{--}2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (p-Typ) bei Raumtemperatur. Bei den Wafern der zweiten Charge (C2) (gewachsen bei einer Substrattemperatur von 610°C) wurde zwischen dem Substrat und der – in diesem Fall – $1.2 \mu\text{m}$ dicken Epitaxieschicht eine Multiquantenwell – Struktur (SLB; super layer buffer) bestehend aus 25 sich einander abwechselnden jeweils 2.5 nm dicken GaAs – und $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ – Schichten eingefügt, welche sich günstig auf die Versetzungsdichte auswirkt [Pet83], sowie die Reinheit des Kristalls insofern verbessert, als Defekte und Verunreinigungen verstärkt an den multiplen Grenzflächen angelagert werden. Die Ladungsträgerkonzentrationen lagen hierbei im Bereich von $2\text{--}6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Die p-Leitfähigkeit wurde bei den Wafern beider Chargen durch Be-Dotierung erreicht, während die n-leitenden Schichten mit Si dotiert waren. Für die Zucht und Bereitstellung der Proben sei Herrn C.H. Lange vom Institut für Festkörperphysik der Universität Jena an dieser Stelle recht herzlich gedankt.

B. Probenreinigung

Die Proben wurden sowohl unmittelbar vor der Implantation als auch im Anschluss daran gereinigt, um organische Verunreinigungen an der Probenoberfläche zu entfernen sowie deren Inkorporation in den Halbleiter im Verlauf von Prozessschritten, bei denen erhöhte Temperaturen auftreten können, zu vermeiden. Dabei wurden die Proben jeweils nacheinander in Dichlormethan, Aceton, Methanol und destilliertes Wasser gegeben und 5 min unter leichtem Rühren darin belassen. Vor der Präparation der elektrischen Kontakte wurden die Proben außerdem in HF geätzt und anschließend in destilliertem Wasser gespült. Auf eine Unterstützung der nasschemischen Prozesse durch Ultraschall wurde bei GaAs verzichtet, da intensive Ultraschall - Vibrationen die Umwandlung und Erzeugung intrinsischer Defekte in GaAs bewirken [Wos94].

C. Implantation

Die das radioaktive Isotops ^{77}Br wurde am Ion Separator On Line (ISOLDE) am CERN in n- und p-Typ GaAs implantiert. Die Implantation erfolgte unter Nutzung der Hochspannungs-Plattform [Haa97], welche - auf einem Potential von 200 keV gelegen - die Erhöhung der Separator-eigenen Energie von 60 keV auf eine maximale Implantationsenergie von 260 keV zuließ. Zu Vergleichszwecken wurden die Elemente Br und Se weiterhin in Form der stabilen Isotope ^{79}Br und ^{80}Se ebenfalls mit einer Energie von 260 keV am Implanter ROMEO der Universität Jena in GaAs beider Leitungstypen implantiert. Gemäß dem Ergebnis einer TRIM97-Simulation [Zie85] resultierte dies in einer relativ flachen Implantationstiefe von

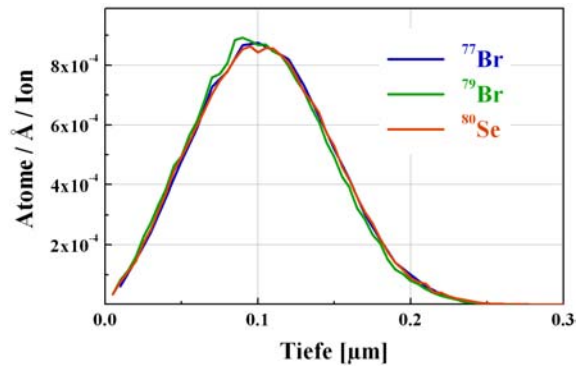


Abb. 3.2 Implantationsprofile der Isotope ^{77}Br , ^{79}Br und ^{80}Se bei 260 keV simuliert mit TRIM97 [Zie85]. Die Einheit der Ordinate multipliziert mit der Implantations-Dosis ergibt die Konzentration implantierter Atome in Abhängigkeit von der Tiefe.

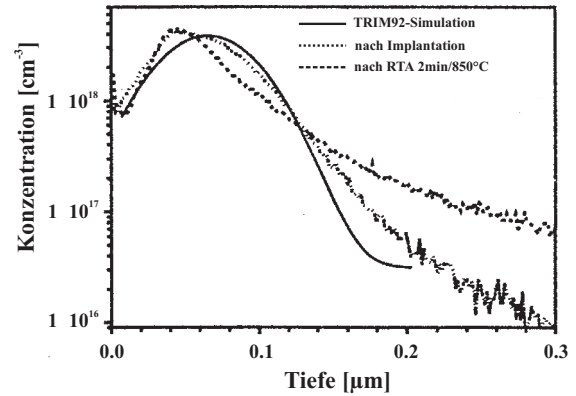


Abb. 3.3 TRIM-Simulation und SIMS-Profil gemessen an semi-isolierendem GaAs nach Implantation von $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ / 160 keV Br und thermischem Ausheilen, Abbildung aus [Weh97].

etwa $0.1 \mu\text{m}$ (Abb. 3.2). Nach Auswertung γ -spektroskopischer Messungen ergab sich die Implantationsdosis zu $0.6\text{-}1.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Die Implantationsdosen der Isotope ^{79}Br und ^{80}Se wurden mit $1\text{-}5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ in derselben Größenordnung gewählt.

Im Anschluss an die im folgenden beschriebene Diodenpräparation wurden die Proben erneut mittels γ -Spektroskopie auf ihre Aktivität hin untersucht, um den Verlust radioaktiver Sonden im Verlauf der thermischen Behandlung zu bestimmen. Dieser erwies sich stets als relativ gering (10%) in Übereinstimmung mit SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy)-Daten von Wehner et al. [Weh97], aus denen sich ein geringes Diffusionsvermögen von Br in GaAs bei der Ausheiltemperatur von 850°C ableiten ließ (Abb. 3.3).

D. Thermische Aktivierung

Im Anschluss an die Ionenimplantation wurden die GaAs-Proben einer thermischen Behandlung unterzogen, um die bei der Implantation erzeugten Strahlenschäden auszuheilen und die inkorporierten Atome elektrisch zu aktivieren. Die Proben wurden hierfür jeweils bei 850°C für 120 s in einer RTA (Rapid Thermal Annealing) – Apparatur unter 200 mbar Stickstoff-Atmosphäre ausgeheilt, wobei sie mit semi-isolierendem GaAs abgedeckt wurden, um die Oberfläche vor der Zersetzung durch das Abdampfen des leicht flüchtigen Arsens zu schützen.

E. Kontaktpräparation

Nach dem Ausheilen wurden die Proben in Flusssäure (HF) geätzt und anschließend in destilliertem Wasser gespült. Die erfolgreiche Entfernung des Oxids zeigte sich bei diesem Prozessschritt dadurch, dass das destillierte Wasser die Probenoberfläche nicht mehr benetzte.

Im Anschluss daran wurden Schottky-Dioden durch thermisches Aufdampfen der Kontaktmetalle (Tab. 3.1) in einer Hochvakuum – Apparatur präpariert. Die ohmsche Kontaktierung wurde durch großflächiges Bedampfen der Rückseiten der Proben und anschließend dem Einlegieren der Metalle bei 450°C (Au:Ge) bzw. 300°C (InGa) für 30 s erreicht. Die Schottky-Kontakte wurden mit Hilfe einer Maske kreisförmig mit einem Durchmesser von 0.5 mm auf die Probenoberfläche aufgebracht.

| | <i>n-Typ</i> | <i>p-Typ</i> |
|-------------------------|----------------------|------------------------|
| <i>Schottky-</i> | <i>Au</i> | <i>Al</i> |
| <i>ohmscher Kontakt</i> | <i>Au:Ge (88:12)</i> | <i>InGa-Eutektikum</i> |

Tabelle 3.1 Kontaktmetalle zur Präparation der Schottky-Dioden auf GaAs.

F. DLTS - Messungen

Die Kapazitätsmessung erfolgte mittels einer Boonton 72B - Kapazitätsmessbrücke mit einem Testsignal von 1 MHz und 0.1 V Amplitude. Zur Erfassung des Zusammenhangs zwischen den physikalischen Größen Emissionszeitkonstante τ und Temperatur T gemäß einer thermisch aktivierten Ladungsträgeremission aus den tiefen Störstellen (Arrhenius - Auswertung, Gl. 2.5) bestehen zwei Möglichkeiten: zum Einen kann unter Wahl fester Zeitfester für die Aufzeichnung der Kapazitätstransienten die Messtemperatur T im Verlauf einer Messung mit Rampen zwischen 0.05 und 0.1 K/s variiert werden, zum Anderen lassen sich ebenfalls im Rahmen isothermer Messungen die Periodenweite $T_W \sim \tau$ entsprechend verändern. Dazu standen zwei Vakuum-Rezipienten, Temperaturregler und Kapazitätsmessbrücken zur Verfügung, welche in Abhängigkeit von Kühlungsmechanismus (Flüssig-Stickstoff oder adiabatische He-Expansion) die Variation der Messtemperatur zwischen 25 K und 650 K zuließen.

Die DLTS-Transienten $C(t)$ wurden mittels einer kommerziell erhältlichen DLTS-Messelektronik (DL8000 der Firma Bio-Rad Microscience Ltd.) in Verbindung mit einer durch die Firma Phystech zur Verfügung gestellten Mess-Software auf der Basis des von S. Weiss [Wei91] entwickelten DLTFs- (Deep Level Transient Fourier Spectroscopy) Verfahrens aufgezeichnet, digitalisiert und ausgewertet. Der Vorteil des DLTFs-Verfahrens gegenüber der klassischen DLTS-Methode besteht in der analytischen Anwendung verschiedener Korrelationsfunktionen auf unterschiedliche Bereiche der Kapazitätstransiente, wodurch sich aus einer einzigen Transiente mehrere (τ, T) -Datenpunkte für die jeweils beobachtete Störstelle ableiten lassen. Diese Vorgehensweise verbessert die Statistik bei gleichzeitig reduziertem messtechnischen Aufwand. Darüber hinaus können aufgrund der unterschiedlichen Gestalt dieser Korrelationsfunktionen bei Bedarf verschiedene Aspekte des DLTS-Spektrums

hervorgehoben werden. In dieser Arbeit wurde - wenn möglich - zur graphischen Darstellung der DLTS-Spektren die DR-Korrelationsfunktion gewählt, da diese eine vergleichsweise gute spektrale Auflösung eng benachbarter DLTS-Signale liefert. Eine verbesserte Energieauflösung geht jedoch zu Lasten des Signal-Rausch-Verhältnisses [Wei91], sodass für DLTS-Spektren, deren Aussagekraft dadurch beeinträchtigt worden wäre, die Korrelationsfunktion b_1 dargestellt wurde. Dies ist beim optischen Vergleich einheitlich bezeichneter Störstellen in verschiedenen Spektren zu beachten, da sich in Abhängigkeit von der Korrelationsfunktion die Lage der DLTS-Signale über die Temperatur entsprechend verändert.

Im Folgenden sind die Ergebnisse der DLTS-Messungen nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{77}Br ($\rightarrow ^{77}\text{Se}$, $T_{1/2} = 57$ h) in p- und n-Typ GaAs dargestellt. Zugunsten der Vergleichbarkeit der Konzentrationen in verschiedenen Proben beobachteter Defekte gleicher Art

wurden wegen $\frac{\Delta C}{C_R} = \frac{1}{2} \frac{N_T}{N_S}$ die DLTS-Signale ΔC jeweils bezogen auf die Kapazität der Di-

ode C_R unter Sperrspannung U_R dargestellt. Mit der Auftragung des Verhältnisses $\Delta C/C_R$ werden weiterhin störende Einflüsse in Folge Veränderungen der Kontaktfläche der durch die notwendigerweise oft zu wiederholenden Messungen zum Teil mechanisch beanspruchten Dioden eliminiert. Der Temperaturbereich, in dem die Spektren aufgenommen wurden, richtete sich mehrheitlich nach der Qualität der präparierten Dioden in Hinblick auf ihre elektrischen Eigenschaften; zur Festlegung der höchsten Temperatur wurde darauf geachtet, dass der mit steigender Temperatur gewöhnlich ebenfalls ansteigende Sperrstrom $100 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ nicht überschritt. Dioden, welche bereits bei Raumtemperatur lediglich befriedigende Diodencharakteristiken aufwiesen, wurden im weiteren auch keinen erhöhten Temperaturen ausgesetzt. Die jeweils geringsten zu erreichenden Temperaturen wurden durch die verwendeten Apparaturen vorgegeben (entsprechend 25 K für Helium- bzw. 85 K für Stickstoff-Kühlung).

Zur Beobachtung Elementumwandlungs-bedingter Veränderungen, wurde die Aufnahme der DLTS-Spektren auf Zeitskalen der Halbwertszeit des radioaktiven Zerfalls wiederholt. Die in den Abbildungen angegebene *Zeitdifferenz* bezieht sich auf den zeitlichen Abstand des jeweils dargestellten Spektrums zum Zeitpunkt der Implantation, wobei der Messvorgang selbst kurz gegenüber den Abständen zwischen den Messungen gehalten wurde.

3.1.3. Ergebnisse in p-Typ GaAs

Die DLTS –Spektren in Abb. 3.4 zeigen das Auftreten von vier Störstellen, welche hier mit P2, P4, P5 und P7 bezeichnet wurden. Ihre Störstellenparameter sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst. Die Indizierung der Bandlückenzustände ergibt sich aus ihrer Einordnung in die nach aufsteigender Anregungsenergie angeordnete Zusammenstellung aller in dieser Arbeit im p-Typ GaAs gefundenen Störstellen, welche am Ende von Kapitel 3.2.3 zu finden ist. Aus dieser Übersicht, welche das Auftreten der hier gemessenen Störstellen auch im Zusammenhang mit der Implantation anderer Isotope zeigt, wird ebenso deutlich, dass der DLTS-Peak bei 185 K in Abb. 3.4 aus der Überlagerung zweier Störstellen entsteht, deren Struktur nur bei Wahl geeigneter Korrelationsfunktionen erkennbar ist, wenngleich eine vollständige Trennung auch dann nicht gelingt. Die in Tabelle 3.2 angegebenen Störstellenparameter kennzeichnen jeweils den Mittelwert der an diesen DLTS-Signalen nach Gl. 2.5 jeweils vorgenommenen Arrhenius-Auswertungen. Dieser wurden nicht bezüglich einer Temperaturabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes σ korrigiert.

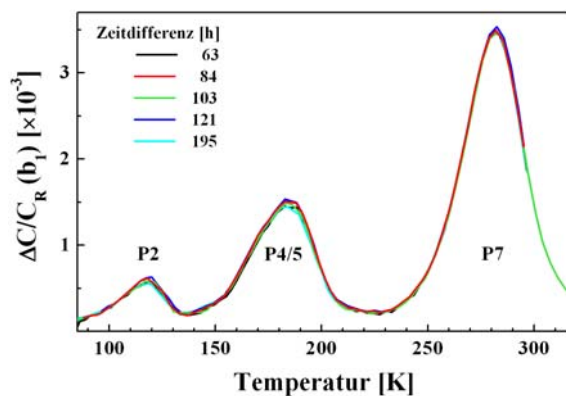


Abb. 3.4 DLTS-Spektren gemessen an p-GaAs nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{77}Br ($U_R = 2\text{V}$, $U_P = 1\text{V}$, $\tau = 44\text{ ms}$).

| | $E_V + E_t$ [eV] | σ [cm^2] | Literatur |
|-----------|------------------|----------------------------|--------------|
| P2 | 0.27(2) | 1×10^{-13} | H1 [Sti85] |
| P4 | 0.35(2) | 8×10^{-15} | — |
| P5 | 0.37(2) | 1×10^{-15} | HL11 [Mit77] |
| P7 | 0.52(2) | 4×10^{-16} | HL8 [Mit77] |

Tabelle 3.2 Aktivierungsenergien E_t und Wirkungsquerschnitte σ der nach ^{77}Br -Implantation in p-Typ GaAs gefundenen Störstellen.

Die mit dem radioaktiven Isotop ^{77}Br implantierten p-Typ GaAs-Proben zeigen im Verlauf der Elementumwandlung des ^{77}Br zum ^{77}Se keine mit der Halbwertszeit des Zerfalls korrelierten Änderungen. Folglich existieren keine Br- bzw. Se-korrelierten Störstellen im unteren Bereich der Bandlücke von GaAs. Die DLTS-Spektren, welche nach Implantation der stabilen Isotope ^{79}Br und ^{80}Se in p-Typ GaAs aufgenommen wurden, sind ähnlich denen in Abb. 3.4. Auf ihre Darstellung an dieser Stelle wurde deshalb verzichtet; diese Spektren sind jedoch ebenfalls Bestandteil der eingangs erwähnten Übersicht in Kapitel 3.2.3.

3.1.4 Ergebnisse in n-Typ GaAs

A. Zeitabhängigkeit

In Abb. 3.5 (a) und (c) sind die Spektren dargestellt, welche während wiederholter DLTS-Messungen nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{77}Br in n-Typ GaAs gewonnen wurden. Da sich die Ergebnisse für die untersuchten Chargen C1 und C2 (vgl. Kapitel 3.1.2) unterscheiden, ist je ein Spektrum gezeigt. Übereinstimmend lässt sich jedoch in beiden Proben ein Bandlückenzustand N5 beobachten, welcher im Verlauf der Elementumwandlung vom

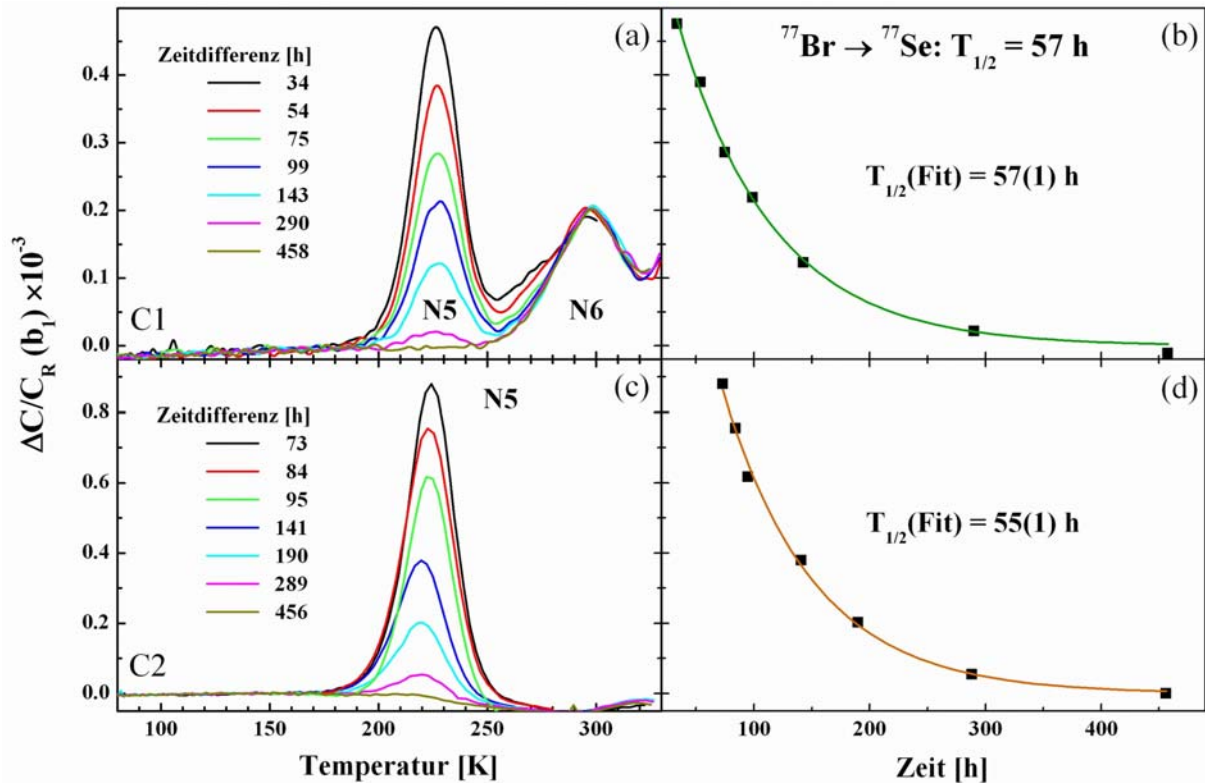


Abb. 3.5 (a,c) DLTS-Spektren gemessen an n-Typ GaAs nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{77}Br ($U_R = -2V$, $U_P = -1V$, $\tau = 44 \text{ ms}$); (b,d) Signalhöhe von DLTS-Peak N5 aufgetragen gegen die Zeitdifferenz nach der Implantation. Die Kurve wurde mit einer exponentiellen Funktion entsprechend dem radioaktiven Zerfallsgesetz angepasst.

^{77}Br zum ^{77}Se vollständig verschwindet. Die beobachtete Abhängigkeit der Signalthöhen von der zeitlichen Differenz zwischen den Messungen wurde in Abb. 3.5 (b) und (d) aufgetragen. Ein Fit mit einer freien Zeitkonstante unter Anwendung des radioaktiven Zerfallsgesetzes ergibt Werte, welche in sehr guter Übereinstimmung mit der Halbwertszeit der Elementumwandlung vom ^{77}Br zum ^{77}Se ($T_{1/2} = 57 \text{ h}$) sind. Dadurch wurde eine eindeutige Korrelation zwischen dem Bandlückenzustand N5 und Br erreicht.

Die DLTS-Spektren der Charge C1 weisen eine weitere, zeitlich konstante Störstelle N6 auf, die in den Proben der Charge C2 fehlt. In den DLTS-Messungen, welche nach Implantation eines stabilen Br-Isotops (^{79}Br) in n-Typ GaAs gewonnen wurden, tritt dieser

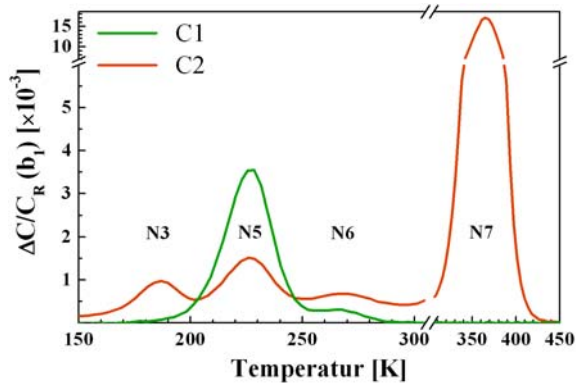


Abb. 3.6 DLTS-Spektren gemessen an n-Typ GaAs nach Implantation des stabilen Isotops ^{79}Br ($U_R = -2\text{ V}$, $U_P = -1\text{ V}$, $\tau = 44\text{ ms}$).

| | $E_C - E_t$ [eV] | σ [cm^2] | Literatur |
|----|------------------|----------------------------|-------------|
| N3 | 0.37(2) | 3×10^{-14} | EL5 [Mar77] |
| N5 | 0.45(2) | 2×10^{-14} | — |
| N6 | 0.59(2) | 3×10^{-13} | EL3 [Mar77] |
| N7 | 0.82(2) | 1×10^{-13} | EL2 [Mar77] |

Tabelle 3.3 Aktivierungsenergien E_t und Wirkungsquerschnitte σ der nach Implantation der Isotope ^{77}Br und ^{79}Br in n-GaAs gefundenen Störstellen.

Bandlückenzustand N6 jedoch in beiden Chargen auf (Abb. 3.6). Zusätzlich wurden in den ^{79}Br -implantierten Proben der zweiten GaAs-Charge zwei weitere Levels - N3 und N7 – beobachtet. Bei der Störstelle N7 handelt es sich um den sogenannten EL2-Defekt, welcher in der Literatur unter anderem mit dem As-Antisite-Defekt As_{Ga} in Verbindung gebracht wird [Lai94]. Seine Beobachtung resultiert aus der Tatsache, dass die DLTS-Spektren dieser Proben in einem weiteren Temperaturbereich beginnend bei 450 K gemessen werden konnten. Im Gegensatz dazu hielten die Dioden der mit ^{77}Br dotierten Proben lediglich einer Maximaltemperatur von 350 K stand. Die Existenz des EL2-Defektes deutet sich jedoch auch im Spektrum in Abb. 3.5 (a) an; dieses jedoch stammt von einer GaAs-Probe der Charge 1. Insofern lässt sich das Auftreten dieses Bandlückenzustandes nicht mit den Wachstumsbedingungen korrelieren. Die Störstellenparameter aller nach Implantation von Br in n-Typ GaAs beobachteten Bandlückenzustände sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst.

B. Tiefenprofil

Um eine Aussage über den Grad der elektrischen Aktivierung des Broms in der beobachteten Störstelle N5 zu treffen, wurde das Tiefenprofil des in Abb. 3.5 (c) dargestellten DLTS-Peaks mittels isothermer, doppelt-korrelierter DLTS-Messungen an dieser mit dem radioaktiven Isotops ^{77}Br implantierten Probe bestimmt. Dabei wurde in einem Periodenweitenscan Sperrspannung U_R und Pulsspannung U_P in Schritten

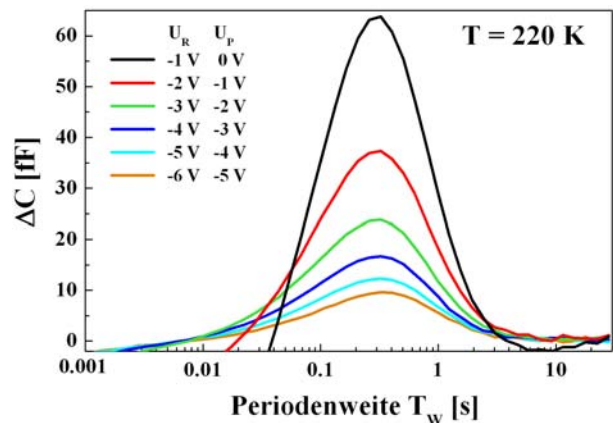


Abb. 3.7 Periodenweitenscans gemessen bei 220 K an mit stabilem Br implantierten n-Typ GaAs unter Variation von U_R und U_P .

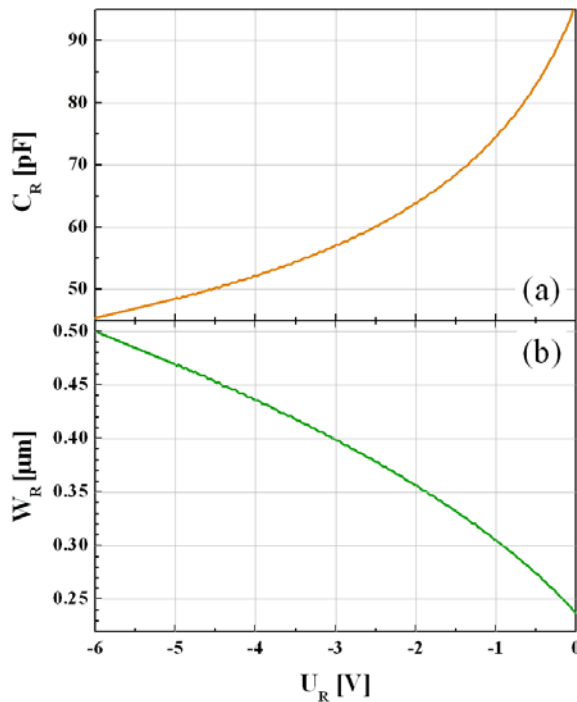


Abb. 3.8 Abhängigkeit der Sperrspannungskapazität C_R (a) und der Raumladungszone W_R (b) von der Sperrspannung U_R im Bereich der gemessenen Periodenweitescans bei der Mess-temperatur von 220 K. Die in Gl. 2.11 eingehenden Werte für C_R und W_R wurden für die Bestimmung des Br-Tiefenprofils in Abb. 3.9 herangezogen.

von 1 V erhöht (Abb. 3.7), wobei durch die damit einhergehende Veränderung der Raumladungszone des Schottky-Kontaktes [Abb. 3.8 (b)] eine Variation der Messtiefe erreicht wurde. Gemäß Glg. 2.11 läßt sich aus

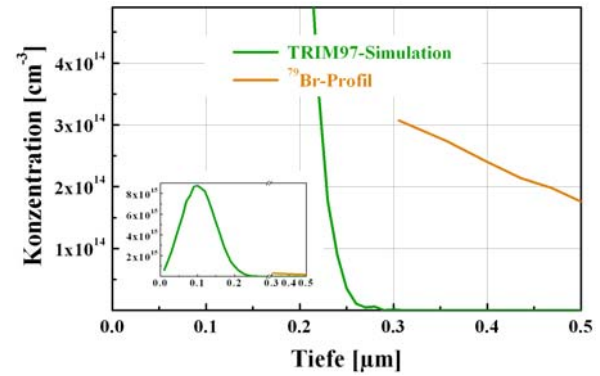


Abb. 3.9 Tiefenprofil der Störstelle N5 im Vergleich mit dem aus einer TRIM97-Simulation bestimmten Implantationsprofil des ^{79}Br bei einer Implantationsenergie von 260 keV. Mit der Annahme einer geringfügigen Diffusion des Br im Verlauf des Temperprozesses bei 850 K aus, stimmen beide Profile überein.

den Daten für die Kapazität des normierten DLTS-Signals ΔC (Abb. 3.7), der Sperrspannungskapazität C_R [Abb. 3.8 (a)] sowie den aus dieser abgeleiteten Werten für die Weite der Raumladungszone W_R [Abb. 3.8 (b)] das Tiefenprofil der Störstelle N5 bestimmen, welches in Abb. 3.9 im Vergleich mit einer TRIM97-Simulation des Implantationsprofils für die Implantationsenergie von 260 keV dargestellt ist. Die Dosis der ^{77}Br -Isotope wurde im Anschluss an die Implantation durch γ -Spektroskopie ermittelt und daraus ihre Konzentration zum Zeitpunkt der Tiefenprofilmessung berechnet. Unter Berücksichtigung der von Wehner et al. [Weh97] beobachteten kurzreichweitigen Br-Diffusion im Verlauf der thermischen Behandlung bei 850 K (vgl. Abb. 3.3), widerspricht das gemessene Br-Profil unter der Annahme einer nahezu vollständigen elektrischen Aktivierung des Br der TRIM-Simulation nicht.

C Einfluss der elektrischen Feldstärke

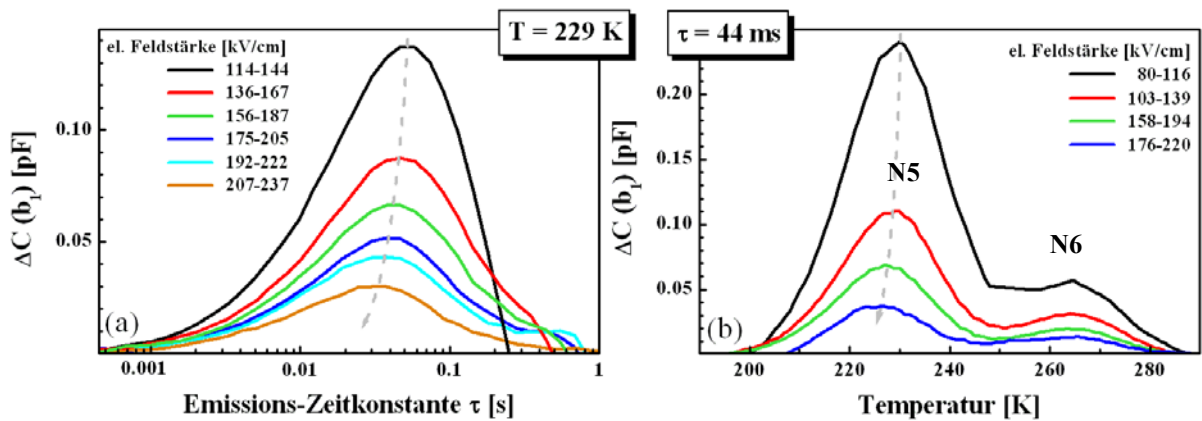


Abb. 3.10 DLTS-Spektren aufgenommen an mit stabilem ^{79}Br implantierten n-Typ GaAs unter Variation (a) der Emissionszeitkonstante τ bei konstanter Messtemperatur T bzw. (b) der Messtemperatur T bei konstantem Zeitfenster. Die elektrische Feldstärke in der Raumladungszone wurde durch Variation der Sperrspannung in den angegebenen Bereichen verändert. Das Resultat ist eine deutliche Verschiebung des DLTS-Peaks N5 mit steigender elektrischer Feldstärke zu geringeren Emissionszeitkonstanten (a) bzw. Temperaturen (b) im DLTS-Spektum.

Die mit dem stabilen Isotop ^{79}Br implantierten n-Typ GaAs-Proben wurden weiterhin auf die Abhängigkeit des Br-korrelierten Bandlückenzustandes N5 von der elektrischen Feldstärke untersucht. Dazu wurde im Verlauf doppelt-korrelierter DLTS-Messungen [Mak80] das elektrische Feld in der Raumladungszone unter Konstanthaltung des untersuchten Tiefenbereiches variiert. Die auf diese Weise erhaltenen DLTS-Spektren (Abb. 3.10) deuten auf eine geringfügige Beschleunigung des Emissionsprozesses mit steigender Feldstärke hin. Der Effekt ist jedoch zu gering [Abb. 3.11 (a)], als dass er durch ein langreichweitiges Coulomb-Potential eines einfach geladenen Donators im Sinne eines Poole-Frenkel-Effektes [Fre38] hervorgerufen werden kann. Ein freier Fit des Parameters n für den Ladungszustand der Störstelle N5 nach Hartke [(Har68), Gl. 2.12] ergibt einen Wert von kleiner als Eins (grüne Kurve in Abb. 3.11 (a)). Eine Korrelation der Störstelle N5 mit einem einfach geladenen Do-

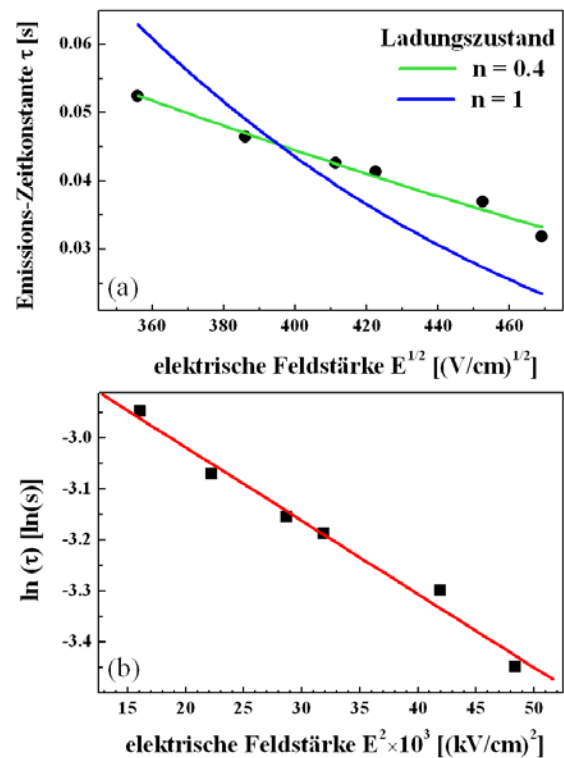


Abb. 3.11 (a) Abhängigkeit der Emissionszeitkonstante von der elektrischen Feldstärke bei konstanter Messtemperatur T ; (b) Auftragung des Logarithmus der Emissionszeitkonstante gegen das Quadrat des elektrischen Feldes.

nator [blaue Kurve in Abb. 3.11 (a)] hätte einer stärker ausgeprägten Verschiebung des DLTS-Signals bedurft. Alternativ kann die beobachtete Beschleunigung der Emission auf einen Tunnelprozess der Ladungsträger zurückgeführt werden, da die elektrische Feldstärke aufgrund der vergleichsweise hohen Dotierung der Proben sehr groß ist. Eine Auftragung der logarithmischen Emissionszeitkonstante gegen das Quadrat der elektrischen Feldstärke [Abb. 3.11 (b)] ergibt einen linearen Zusammenhang in Übereinstimmung mit einem Modell des Phononen-unterstützten Tunnelprozesses [Gan00]. Da keine Daten für geringere Felder gewonnen werden konnten, lassen die Werte keine eindeutige Bestimmung des elektrischen Ladungszustandes der Störstelle N5 zu. Geht man aber davon aus, dass die in Abb. 3.10 beobachtete, geringe Verschiebung des DLTS-Signals allein durch einen Tunnelprozess der Ladungsträger hervorgerufen wurde, zeigt der Bandlückenzustand N5 ein Akzeptor-artiges Verhalten.

D Abhängigkeit der Signalamplitude von der Pulslänge

An einer mit dem stabilen Isotop ^{79}Br implantierten n-Typ GaAs-Probe wurde die Abhängigkeit der DLTS-Amplitude von der Füllpulsdauer t_p gemessen. Dazu wurden bei einer Messtemperatur von 235 K Periodenweitenscans ($T_w = [1\text{ms}, 30\text{s}]$) unter Variation der Füllpulsdauer t_p zwischen 50 ns und 72 ms durchgeführt. Die DLTS-Spektren [Abb. 3.12 (a)] zeigen das Absinken beider Störstellen N5 und N6 mit abnehmender Füllpulsdauer. Während sich das DLTS-Signal N6 für Füllpulsdauern unterhalb 1 ms vollständig unterdrücken, ist dies für den Br-korrelierte Bandlückenzustand N5 nicht zu erreichen. Aus diesem Grund kann der Wirkungsquerschnitt für diese Störstelle nicht bestimmt werden (siehe Kapitel 2.2). Für den Bandlückenzustand N6 ergibt sich unter Verwendung von Gl. 2.10 eine untere Grenze für den Wirkungsquerschnitt von $\sigma \geq 3 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$.

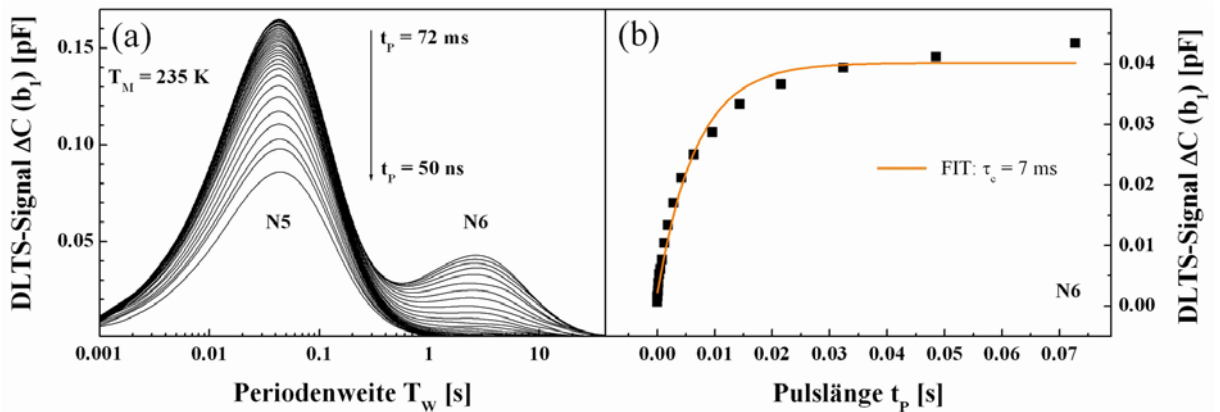


Abb. 3.12 (a) DLTS-Spektren einer mit stabilem ^{79}Br implantierten n-Typ GaAs Probe ($U_R = -2 \text{ V}$, $U_P = -1 \text{ V}$). Die Pulsweite t_p wurde zwischen 50 ns und 72 ms variiert. Bei sehr kleinen t_p verschwindet der DLTS-Peak N6 vollständig; (b) Pulslängenabhängigkeit der DLTS-Signale N5 und N6. Die Einfangkonstante t_c wurde durch Anpassung der Gl. 2.9 an die Daten bestimmt. Nach Gl. 2.10 lässt sich daraus der elektrische Wirkungsquerschnitt σ für N6 ermitteln.

3.1.4 Diskussion

Nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{77}Br wurde in n-Typ GaAs eine zeitlich veränderliche Störstelle N5 bei 0.45 eV unterhalb der Leitungsbandkante beobachtet. Die Beobachtung einer zeitabhängigen Konzentrationsabnahme in Übereinstimmung mit der Halbwertszeit der Elementumwandlung von ^{77}Br zu ^{77}Se ($T_{1/2} = 57$ h) erlaubt den eindeutigen Rückschluss von Störstelle N5 auf einen Br-korrelierten Bandlückenzustand. Die genaue Reproduktion der Halbwertszeit $T_{1/2} = 57$ h des radioaktiven Zerfalls lässt darüber hinaus den Schluss zu, dass die beobachtete Störstelle genau ein Br-Atom enthält. In Übereinstimmung dazu ließ sich der Bandlückenzustand N5 auch in n-Typ GaAs beobachten, welches mit dem stabilen Isotop ^{79}Br implantiert wurde. Die Konzentration der Störstelle N5 liegt in der Größenordnung der Konzentration implantierter Br-Atome in dem entsprechenden Tiefenbereich. Gemäß den Untersuchungen der elektrischen Feldstärkeabhängigkeit lässt sich die Br-korrelierten Störstelle N5 als Akzeptor identifizieren.

Ausgehend von Valenz-Argumenten, wonach ein auf dem Gruppe V-Platz befindliches Halogen-Atom als Doppeldonor wirken sollte, wäre die Beobachtung zweier Donatorniveaus zu erwarten gewesen. Analog zu diesen Überlegungen würde man für Se einen einfachen Donatorzustand erwarten, welcher ebenfalls nicht beobachtet wurde. Nach Channeling-Experimenten an dem α -Emitter ^{82}Br in GaAs gehen Wehner et al. [Weh97] von einem substitutionellen Einbau des Br in GaAs aus. Theoretische Berechnungen für F in GaAs [Uli92] führen zu dem Schluss, dass es sich bei diesem substitutionellen Gitterplatz um den des Gruppe V-Atoms handelt. Obwohl nahezu der gesamte Bereich der Bandlücke von GaAs der DLTS-Methode zugänglich ist, ließen sich in der vorliegenden Arbeit weder Br- noch Se-korrelierte Donatorniveaus beobachten. Daraus folgt die Vermutung, dass die entsprechenden Niveaus entweder sehr nah an der Bandkante oder sogar im Leitungsband gelegen sind. Für einfach-geladene Donatorzustände (DX-Zentren) wie die des Se ist im GaAs die resonante Lage mit dem Leitungsband bereits bekannt [Moo90]. Ausgehend von einem ähnlichen Verhalten der Br-korrelierten Zustände würde diese Beobachtung keinen Widerspruch zu den in Kapitel 3.1.1 erläuterten PAC-Experimenten darstellen, da die von Wehner et al. [Weh97] beobachtete Defektstruktur laut der theoretischen Vorhersagen [Dab88] ausschließlich für den neutralen Ladungszustand des Br stabilisiert werden soll. Auf der Basis der in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse kann jedoch keine Aussage über die Anwendbarkeit des V-I-Modells auf die PAC-Beobachtungen getroffen werden, da die Situation durch die Tatsache erschwert wird, dass die eigentliche PAC-Messung nicht am ^{77}Br , sondern dessen Tochterisotop, der PAC-Sonde vor der ^{77}Se stattfindet.

Das Auftreten eines Akzeptor-artigen, Br-korrelierten Bandlückenzustandes könnte man mit der hohen Elektronenaffinität der Halogenide erklären, durch Aufnahme eines Elektrons die elektronisch stabile Edelgas-Konfiguration zu erreichen. Alternativ hierzu bietet sich noch die Deutung der Störstelle N5 als Defekt-Komplex bestehend aus einem ^{77}Br -Atom und einem durch die Implantation erzeugten, intrinsischen Defekt, an. Gegen diese Interpretation spricht allerdings der hohe Anteil der in diese Defekt-Struktur involvierten ^{77}Br -Atome.

3.2 Identifikation des Ga-Antisite-Defektes Ga_{As} in GaAs

3.2.1 Einführung

Eine interessante Klasse von Defekten in einem Verbindungshalbleiter der Form AB sind Antisite-Defekte, bei welchen ein zum Atom A gehöriger Gitterplatz durch ein Atom der Sorte B (B_A) besetzt wird und vice versa. Insbesondere im Fall des III-V-Halbleiters GaAs ist die Wahrscheinlichkeit des Auftretens solcher Defekte aufgrund der vergleichbaren Atomradien der Elemente Ga und As sehr groß. In dieser Arbeit wird ein Experiment vorgestellt, welches sich der elektrischen Charakterisierung des Ga-Antisite-Defektes Ga_{As} im widmet. Dazu wird dieser Defekt, bei welchem sich ein Ga-Atom auf einem Platz des As-Untergitters befindet (Abb. 3.13), durch die Elementumwandlung des Isotops ^{71}As ($\rightarrow ^{71}Ge \rightarrow ^{71}Ga$) künstlich erzeugt. Der zu dieser Struktur komplementäre Defekt, bei dem ein As-Atom auf dem Ga-Untergitter eingebaut ist, der sogenannte EL2-Defekt oder As-Antistrukturdefekt As_{Ga} , hat sich als von zentraler Bedeutung bei der Zucht semiisolierender GaAs-Kristalle erwiesen [Smi88]. Im Gegensatz dazu wird die Zuordnung des Ga-Antisite-Defektes zu einem bestimmten Zustand in der Bandlücke von GaAs – bis heute – kontrovers diskutiert [Pät02].

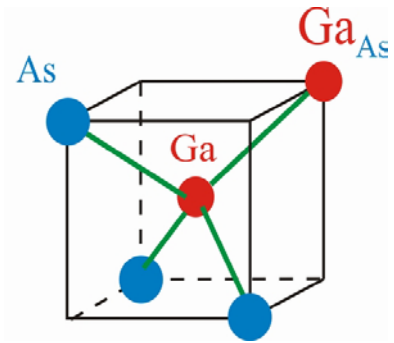


Abb. 3.13 Struktur des Ga-Antisite-Defektes Ga_{As} in GaAs

Argumentiert man mithilfe der Valenzelektronen, sollte ein auf dem As-Gitterplatz eingebautes Ga-Atom als Doppelakzeptor wirken. In Übereinstimmung damit waren die ersten GaAs-Kristalle, die mit dem LEC-Verfahren (Liquid Encapsulated Czochralski) unter Ga-Überschuß gewachsen wurden, oft p-leitend. Ursache hierfür ist das Auftreten eines flachen Akzeptorzustandes bei 77 meV oberhalb der Valenzbandkante [Yu82a]. Als Ergebnis kombinierter DLTS-, Photolumineszenz (PL)-, und Hall-Messungen wurden dem Ga-Antistrukturdefekt die Doppelakzeptor-Zustände $E_V + 0.077$ eV und $E_V + 0.23$ eV zugeordnet [Yu82b]. Darüber hinaus wurde im Zusammenhang mit der Zucht von LEC – GaAs eine direkte Verknüpfung der Akzeptor-Konzentration mit dem As-Anteil in der Schmelze beobachtet [Ell82]. Dem gegenüber steht eine Korrelation dieses Doppelakzeptors mit Bor-Verunreinigungen auf As-Plätzen B_{As} [Add92]. Diese Argumentation wird gestützt durch die Beobachtung hoher Konzentrationen von Bor, welche aus der Verwendung von Si-freien pyrolytischen Bornitrid-Tiegeln (PBN) bei der LEC-Zucht resultieren [TaH82].

Zur Untersuchung möglicher, durch den Ga-Antistrukturdefekt in der Bandlücke von GaAs erzeugter, tiefer Störstellen wurde die Elementumwandlung des radioaktiven Isotops ^{71}As

(über ^{71}Ge) zum ^{71}Ga genutzt. Unter der Voraussetzung, dass die durch Implantation in den Ga-Kristall eingebrachten ^{71}As -Atome während der thermischen Behandlung auf As-Gitterplätzen eingebaut werden, führt die Elementumwandlung zum Ga zur künstlichen Erzeugung von Ga-Antisite-Defekten. Die mit Zerfall und Bildung der in die Zerfallskette involvierten Isotope verbundenen Konzentrationsänderungen gemäß Abb. 3.14 lassen sich mit Methoden der Radiotracer-Spektroskopie verfolgen. Diesem Experiment haben sich in der Vergangenheit bereits zwei Arbeitsgruppen gewidmet. Magerle et al. [Mag97] beobachteten im Verlauf auf Zeitskalen der Halbwertszeit wiederholter Photolumineszenz (PL) - Messungen das Auftreten und anschließende Verschwinden eines folglich Ge-korrelierten Akzeptorzustandes, was auf den Verbleib des Ge-Atoms auf dem Arsen-Gitterplatz während der Elementumwandlung hinweist. Rohrlack et al. [Roh96] stellten während wiederholter Hall-Messungen die Abnahme einer anfänglichen p-Dotierung ihrer GaAs-Proben fest; die Autoren erklären diese Beobachtung jedoch nicht mit dem Zerfall eines Ge-Akzeptors, sondern argumentieren in Richtung der Erzeugung von Ga-Atomen auf Zwischengitterplätzen, denen sie eine kompensierende Wirkung zuschreiben. In beiden Experimenten konnte der Ga-Antistrukturdefektes jedoch nicht beobachtet werden.

3.2.2 Experiment

Für das Probenmaterial sowie seine chemische als auch thermische Behandlung vor und nach der Implantation gilt das in Abschnitt 3.1.2 Gesagte. Die Diodenpräparation erfolgte ebenso analog.

A. Implantation

In der vorliegenden Arbeit kamen neben dem Isotop ^{71}As die radioaktiven Isotope ^{72}Se und ^{73}As für Radiotracer-spektroskopische Untersuchungen zur Anwendung. Sie wurden an der ISOLDE am CERN mit einer Energie von 260 keV in sowohl n- als auch p-dotierte GaAs-Proben implantiert. Gemäß dem Ergebnis einer TRIM97-Simulation resultiert dies in einer relativ flachen Implantationstiefe von etwa 0.1 μm . Da ein Schottky-Kontakt auf GaAs mit einer Dotierungskonzentration in der Größenordnung von $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ zur Ausbildung einer etwa 0.15 μm tiefen Raumladungszone führt, war auf diese Weise gera-

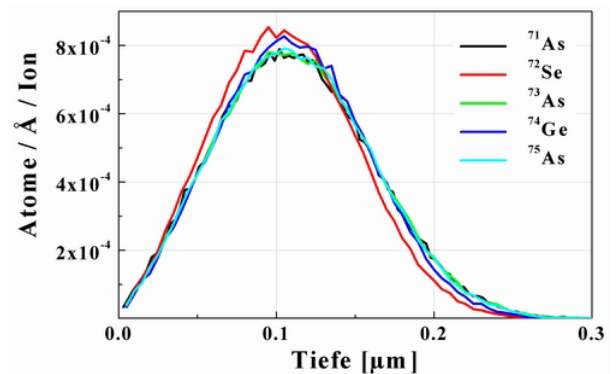
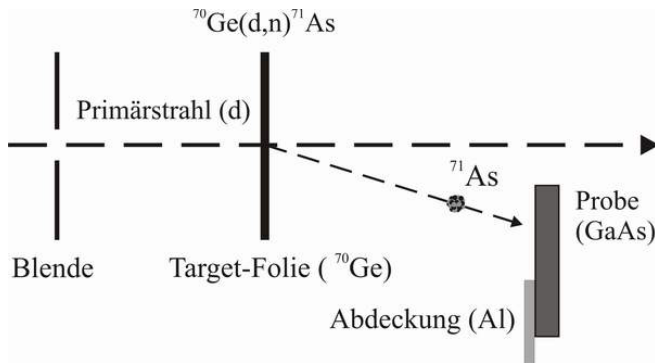


Abb. 3.14 Implantationsprofile der verwendeten Isotope bei 260 keV berechnet mit TRIM97 [Zie85]. Die Einheit der Ordinate multipliziert mit der Implantations-Dosis ergibt die Konzentration implantierter Atome in Abhängigkeit von der Tiefe.

de noch der Ausläufer des Implantationsprofils (Abb. 3.14) einer DLTS-Messung zugänglich.

Daher wurde in einem ergänzenden Experiment das Isotop ^{71}As am Beschleuniger der Universität Erlangen-Nürnberg durch Rückstoßimplantation [Ach95a] in GaAs eingebracht. Dabei wird in einer isotopenreinen, $0.25\ \mu\text{m}$ dicken ^{70}Ge -Folie durch einen primären Deuteronen-Strahl mit einer Energie von $8.5\ \text{MeV}$ die Kernreaktion $^{70}\text{Ge}(d,n)^{71}\text{As}$ ausgelöst. Auf



diese Weise wurden höhere Implantationsenergien, und somit –tiefen, erreicht, da die mit der Kernreaktion in der Folie verbundene Rückstoßenergie von $770\ \text{keV}$ zur Implantation des Isotops ^{71}As in die konzentrisch um den Primärstrahl angeordneten Proben genutzt wurde (Abb. 3.15).

Abb. 3.15 Prinzip der Rückstoßimplantation des ^{71}As .

Um Reichweite und Verteilung der rückstoßimplantierten ^{71}As -Atome im GaAs abzuschätzen, ist zunächst die Verteilung der Implantationsenergien zu bestimmen. Die Implantationsenergie wird vorgegeben durch die Rückstoßenergie ($E_R = 770\ \text{keV}$), welche infolge der Kernumwandlung $^{70}\text{Ge}(d,n)^{71}\text{As}$ auf den entstehenden ^{71}As -Kern übertragen wird. Diese wird als Maximalwert der Implantationsenergie nur von denjenigen ^{71}As -Isotopen erreicht, welche an der den Proben zugewandten Oberfläche der Target-Folie gebildet werden. Für die Bestimmung einer unteren Schwelle für die Implantationsenergie wurde die Primärstrahl-seitige Fläche der Reaktions-Schicht als Entstehungsort der ^{71}As -Atome angenommen und deren Energieverlust beim Durchtritt der $0.25\ \mu\text{m}$ dicken ^{70}Ge -Folie berechnet. Abb. 3.16 zeigt das Ergebnis einer TRIM97-Simulation der Energieverteilung der aus der Folie austretenden ^{71}As -Atome für die zuletzt beschriebene Situation. Anhand dieser wurde ein mittlerer Wert

von etwa $500\ \text{keV}$ für die Verteilung der Implantationsenergien abgeschätzt, wobei aber auch sehr niedrige Energien vorkommen können. Diese Informationen wurden für die Abschätzung eines angenäherten Implantationsprofils (Abb. 3.17) herangezogen, wofür die Überlagerung von vier Gauss-Profilen für die Energien 100 , 300 , 500 und $770\ \text{KeV}$ als exemplarisch angenommen wurde.

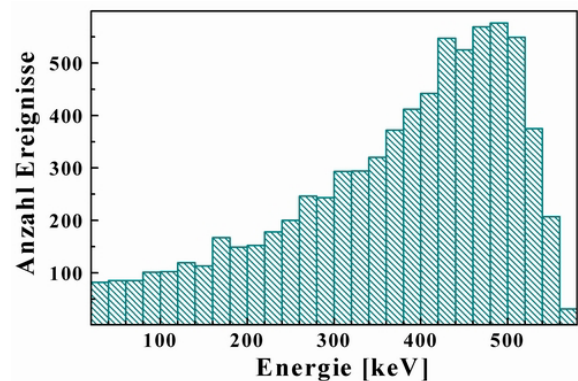


Abb. 3.16 Energieverteilung am Beginn der $0.25\ \mu\text{m}$ dicken ^{70}Ge -Folie gebildeter ^{71}As -Atome nach Passieren derselben.

Die Implantationsdosen wurden jeweils mittels γ -Spektroskopie an den Isotopen ^{71}As , ^{72}As (die Energie der einzigen γ -Linie des ^{72}Se war mit 45.8 KeV sehr klein, und ließ sich daher mit dem zur Verfügung stehenden γ -Detektor nicht beobachten) und ^{73}As bestimmt: sie betrugen im Fall der an der ISOLDE implantierten Proben zwischen 0.4 und $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und variierten bei den mittels Rückstoßimplantation

dotierten Proben zwischen $2 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ und $8 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Des weiteren ist bei der Rückstoßimplantation mit der Bildung einer nicht-vernachlässigbaren Anzahl ^{71}Ge -Isotope über die Reaktion $^{70}\text{Ge}(d,p)^{71}\text{Ge}$ zu rechnen. Der nukleare Wirkungsquerschnitt dieser Kernreaktion überschreitet jenen der Reaktion $^{70}\text{Ge}(d,n)^{71}\text{As}$ in Abhängigkeit von der Energie des Deuteronenstrahls um bis zu einem Faktor von zwei [Hel73]. Da jedoch das Isotop ^{71}Ge ohne γ -Emission zerfällt, kann der Anteil der Ge-Atome nicht mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden.

Zu Vergleichszwecken wurden die stabilen Isotope ^{74}Ge , ^{75}As und ^{11}B am Implanter RO-MEO der Universität Jena in GaAs implantiert. Die Implantationsenergie der Isotope ^{74}Ge und ^{75}As betrug in Übereinstimmung zu der an der ISOLDE/CERN verfügbaren Energie 260 keV. Die Implantationsdosen lagen im Bereich zwischen $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Die Implantationsprofile der Isotope ^{74}Ge und ^{75}As sind mit jenen der radioaktiven Sonden ^{71}As , ^{72}Se und ^{73}As [Abb. 3.14] nahezu identisch, da der zugrundeliegende Wechselwirkungsmechanismus beim Stoppen schneller Projektilen in Materie in erster Linie von der Ordnungszahl Z der Elemente abhängt. Für das Isotops ^{11}B wurden die Implantationsenergien (70 und 160 keV) derart festgelegt, dass in der zugänglichen Messtiefe zwischen $0.2 \mu\text{m}$ und $0.5 \mu\text{m}$ ein möglichst homogenes Implantationsprofil (Abb. 3.18) entstand. Da es bei diesem Telexperiment insbesondere darauf ankam, die elektrischen Eigenschaften des B-Antisites B_{As} in p-Typ GaAs zu untersuchen, wurden die Implantationsdosen des ^{11}B bei verschiedenen Implantatio-

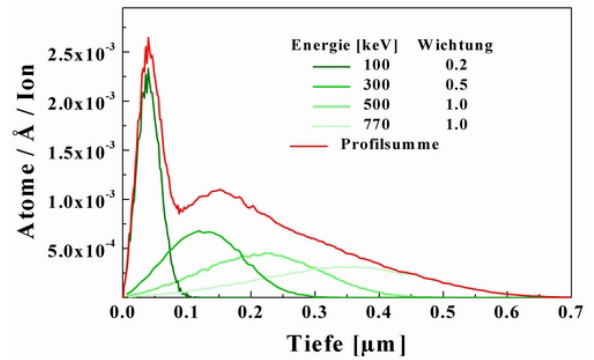


Abb. 3.17 angenähertes Implantationsprofil des ^{71}As nach Rückstoß-Implantation simuliert mit TRIM97 [Zie85].

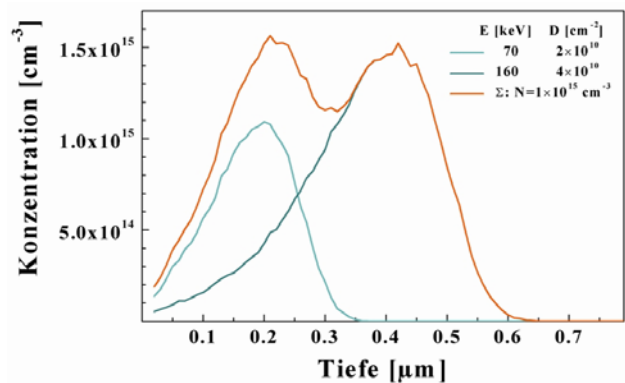


Abb. 3.18 Implantationsprofil des stabilen Isotops ^{11}B berechnet mit TRIM97 [Zie85].

nen so gewählt, dass seine Konzentration im untersuchten Tiefenbereich von $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ bis zu $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ betrug.

B. Charakteristiken der radioaktiven Zerfälle

In der vorliegenden Arbeit kamen neben dem Isotop ^{71}As , welches über das ebenfalls radioaktive Isotop ^{71}Ge zum ^{71}Ga zerfällt, die radioaktiven Isotope ^{72}Se und ^{73}As , deren Zerfallsketten in stabilen Ge-Isotopen enden, zur Anwendung. Die Eigenschaften dieser Zerfallsketten lassen sich der Nuklidkarte in Abb. 3.19 entnehmen. Im Fall des ^{71}As ist die Halbwertszeit der ersten Elementumwandlung ($^{71}\text{As} \rightarrow ^{71}\text{Ge}$; $T_{1/2} = 2.7 \text{ d}$) deutlich kürzer als die des folgenden Zerfalls ($^{71}\text{Ge} \rightarrow ^{71}\text{Ga}$; $T_{1/2} = 11.2 \text{ d}$). Bevölkert durch den ^{71}As – Zerfall steigt die Konzentration des Isotops ^{71}Ge zunächst bis zu dem Zeitpunkt an, da der ^{71}Ge -Zerfall der Bevölkerung durch das ^{71}As überwiegt und die Konzentration des ^{71}Ge wieder abnimmt. Die Konzentrationsverläufe der einzelnen Isotope in der Zerfallskette (Abb. 3.20) lassen sich gemäß des exponentiellen Zerfallsgesetzes radioaktiver Isotope berechnen. Unter Berücksichtigung der anfänglichen Bevölkerung des ^{71}Ge durch die zerfallenden ^{71}As -Atome ($T_{1/2} = 2.7 \text{ d}$):

Abb. 3.19 Eigenschaften der Zerfallsketten der Isotope ^{71}As , ^{72}Se und ^{73}As [Pfe95].

$$N_{As}(t) = N_{As}(t=0) \cdot e^{-\lambda_{As} \cdot t} \quad (3.1)$$

mit
$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (3.2)$$

folgt die Anzahl der ^{71}Ge -Isotope dem Zusammenhang

$$N_{Ge}(t) = N_{As}(t=0) \cdot \frac{\lambda_{As}}{\lambda_{Ge} - \lambda_{As}} (e^{-\lambda_{As} \cdot t} - e^{-\lambda_{Ge} \cdot t}) + N_{Ge}(t=0) \cdot e^{-\lambda_{Ge} \cdot t}. \quad (3.3)$$

Aufgrund der begrenzten Massenauflösung des Ionenseparators am CERN, ist neben dem ^{71}As auch mit einer Ko-Implantation weiterer Isotope der Massenzahl 71 zu rechnen. Während die Isotope höherer Ordnungszahlen wie Kr, Br und Se mit sehr kurzen Halbwertszeiten im Bereich einiger Millisekunden bis wenigen Minuten zum ^{71}As zerfallen und somit die Konzentrationsentwicklung zum Zeitpunkt der DLTS-Messung nicht beeinflussen, wirkt sich eine zusätzliche Implantation des Isotops ^{71}Ge sehr empfindlich auf den Kurvenverlauf der ^{71}Ge -Konzentration (Abb. 3.20) aus. Dies wird durch den letzten Term in Gl. 3.3 berücksichtigt. Laut den Produktions-Raten der an der ISOLDE/CERN durch den primären Protonenstrahl (1.4 GeV) in dem ZrO- (Zirkonium-Oxid) Target erzeugten Isotope beträgt das Ver-

hältnis der Ausbeuten $^{71}\text{As}:^{71}\text{Ge}$ 3:1 [Die01]. Dieser Effekt ist für eine Verschiebung des Maximums der ^{71}Ge -Konzentration von 7.8 d für den Fall $N_{\text{Ge}}(0)=0$ nach etwa 6 d für $N_{\text{Ge}}(0)=\frac{1}{3} \cdot N_{\text{As}}(0)$ (siehe Abb. 3.20) verantwortlich. Werden gar mehr ^{71}Ge -Isotope als ^{71}As -Isotope implantiert ist kein Maximum der ^{71}Ge -Konzentration mehr beobachtbar.

Die zeitabhängige Entwicklung der ^{71}Ga -Isotope (Abb. 3.20; orange/rote Kurve), schließlich, ergibt sich aus der Gesamtzahl aller implantierten Spezies abzüglich jener Isotope, welche zum gegebenen Zeitpunkt die Elementumwandlung zum ^{71}Ga noch nicht beendet haben

$$\begin{aligned}
 N_{\text{Ga}}(t) &= \sum_{i=\text{As,Ge,Ga}} N_i(t=0) - N_{\text{As}}(t) - N_{\text{Ge}}(t) \\
 &= \sum_{i=\text{As,Ge,Ga}} N_i(t=0) - N_{\text{As}}(t=0) \cdot \left(\frac{\lambda_{\text{Ge}}}{\lambda_{\text{Ge}} - \lambda_{\text{As}}} e^{-\lambda_{\text{As}} \cdot t} + \frac{\lambda_{\text{As}}}{\lambda_{\text{Ge}} - \lambda_{\text{As}}} e^{-\lambda_{\text{Ge}} \cdot t} \right) - N_{\text{Ge}}(t=0) \cdot e^{-\lambda_{\text{Ge}} \cdot t}
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

Das besondere Charakteristikum dieses Kurvenverlaufes ist der konkave Anstieg im Gegensatz zu einem „quasi-linearen“ Kurvenanstieg, wie er bei einem nicht gefütterten Zerfall zu beobachten wäre.

Im Falle der Zerfallskette des Isotops ^{72}Se ($\rightarrow ^{72}\text{As} \rightarrow ^{72}\text{Ge}$) ist die Situation eine Andere: hier ist die Halbwertszeit der ersten Elementumwandlung der Zerfallskette ($^{72}\text{Se} \rightarrow ^{72}\text{As}$, $T_{1/2}=8.5$ d) deutlich länger als die des nachfolgenden radioaktiven Zerfalls ($^{72}\text{As} \rightarrow ^{72}\text{Ge}$, $T_{1/2}=1.1$ d). Da die Geschwindigkeit einer Zerfallskette immer vom langsamsten Zerfall bestimmt wird, kann das Isotop ^{72}As trotz seiner geringeren Halbwertszeit nicht schneller zerfallen als es durch die Umwandlung des Isotops ^{72}Se bevölkert wird. Der sich anschließende, zweite Zerfall erfolgt jedoch im Vergleich zum ersten nahezu „sofort“, sodass es in der Zwischenzeit nicht zu einer Anhäufung von ^{72}As -Isotopen in der Probe kommt: das resul-

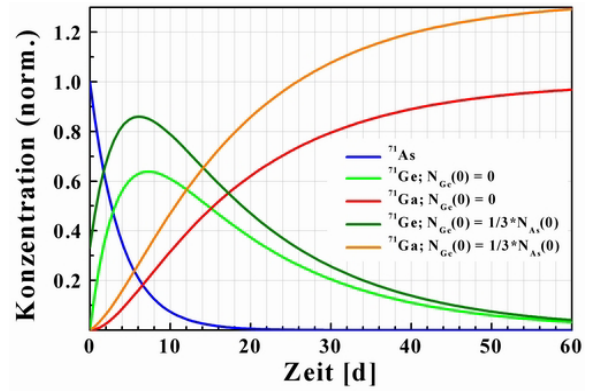


Abb. 3.20 Konzentrationsverlauf der involvierten Isotope während der Elementumwandlung $^{71}\text{As} \rightarrow ^{71}\text{Ge} \rightarrow ^{71}\text{Ga}$ in Abhängigkeit von der anfänglichen Konzentration der Isotope.

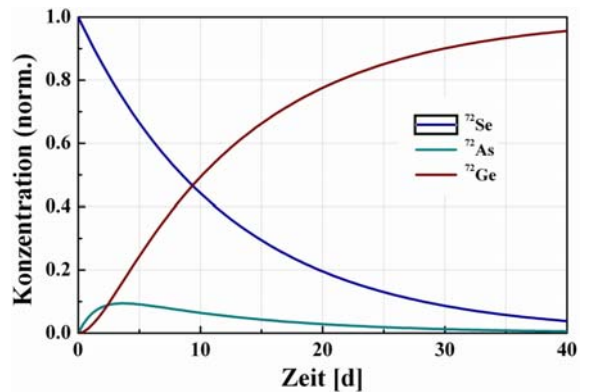


Abb. 3.21 Konzentrationsverlauf der involvierten Isotope im Verlauf der Elementumwandlung $^{72}\text{Se} \rightarrow ^{72}\text{As} \rightarrow ^{72}\text{Ge}$ in Abhängigkeit von der anfänglichen Konzentration der Isotope.

tierende Maximum der ^{72}As -Konzentration, wie es sich unter Anwendung von Gl. 3.3 berechnen lässt, fällt daher sehr flach aus (Abb. 3.21), wieder unter der Voraussetzung, dass die Implantation des ^{72}Se isotenrein erfolgte. Während der Implantation an der ISOLDE sind die Ausbeuten für das Isotop ^{72}As zwar deutlich höher als die des ^{72}Se ($N_{As}(0) \approx 3 \cdot N_{Se}(0)$) [Die04], unter Berücksichtigung der zeitlichen Differenz (≈ 5 d) zwischen Implantation und thermischer Behandlung bzw. DLTS-Messung der Proben kann jedoch aufgrund der kurzen Halbwertszeit des Isotops ^{72}As ($T_{1/2} = 1.1$ d) von der in Abb. 3.21 gezeigten Situation ausgegangen werden.

Nicht in jedem Fall lässt sich einem zeitabhängig ansteigenden DLTS-Signal der ausschließlich Tochterelement-korrelierte Bandlückenzustand zuordnen. Zu berücksichtigen ist weiterhin, dass ein bei der Kernumwandlung emittiertes Teilchen (Neutrino ν , γ -Quant) auf den Restkern einen Rückstoß ausübt, welcher sich nach dem Impulserhaltungssatz berechnen lässt. Im vorliegenden Fall erfolgte die Elementumwandlung der Isotope über den Prozeß eines Elektronen-Einfangs (Electron Capture = EC). Beim EC wird der Ladungserhalt bei der Umwandlung eines Protons in ein Neutron realisiert, indem ein Elektron aus der K-Schale vom Kern eingefangen wird (unter Erhaltung der Massezahl des Kerns und der Abgabe eines Neutrinos ν).

Bei der Mehrzahl der ^{71}As -Zerfälle wird durch den EC ($Q_{EC} = 2013$ keV) ein angeregtes Niveau des ^{71}Ge -Kerns ($E_\gamma = 175$ keV) bevölkert, wobei eine Rückstoßenergie von 25 eV auf den entstehenden ^{71}Ge -Kern übertragen wird. Ein verbleibender Anteil von 32% der Elementumwandlungen des ^{71}As erfolgt über einen β^+ -Zerfall. Dieser resultiert in einer kontinuierlichen Energieverteilung bis zu einer maximalen Rückstoßenergie von 15 eV. Der nachfolgende Zerfall des ^{71}Ge zum ^{71}Ga ist dagegen mit einer Rückstoßenergie von weniger als 1 eV verbunden. Die Einbeziehung der Isotope ^{72}Se und ^{73}As in die Untersuchungen resultierte aus den ihre Zerfälle begleitenden Rückstoßenergien; während die zweite Elementumwandlung in der Zerfallskette des ^{72}Se mit einem jegliche Bindungsenergien überschreitenden Rückstoß von 141 eV verbunden ist, werden beim Kernzerfall des ^{73}As lediglich 0.9 eV auf das Reaktionsprodukt ^{73}Ge übertragen. Auf diese Weise wurde eine gezielte Variation der Rückstoßenergien erreicht, welche eine Unterscheidung zwischen zerfalls-induzierten Defekt-Komplexen und ausschließlich element-korrelierten Defekten erlaubt.

3.2.3 Ergebnisse in p-Typ GaAs

3.2.3.1 Ergebnisse nach Implantation von ^{71}As an der ISOLDE/CERN

A. Zeitabhängigkeit

Zunächst werden die Ergebnisse dargestellt, welche nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{71}As ($\rightarrow ^{71}\text{Ge} \rightarrow ^{71}\text{Ga}$; $T_{1/2}(^{71}\text{As}) = 2.7\text{ d}$, $T_{1/2}(^{71}\text{Ge}) = 11.2\text{ d}$) in p-Typ GaAs bei einer Implantationsenergie von 260 keV aus dem Experiment an der ISOLDE/CERN gewonnen wurden: Die im Temperaturbereich zwischen 300 K und 85 K aufgenommenen DLTS-Spektren [Abb. 3.22 (a)] zeigen die Bandlückenzustände P2, P4, P5 und P7, welche bereits in Kapitel 3.1.3 (^{77}Br in GaAs) beschrieben wurden. Entsprechend findet man auch hier die in Tabelle 3.2 angegebenen Störstellenparameter.

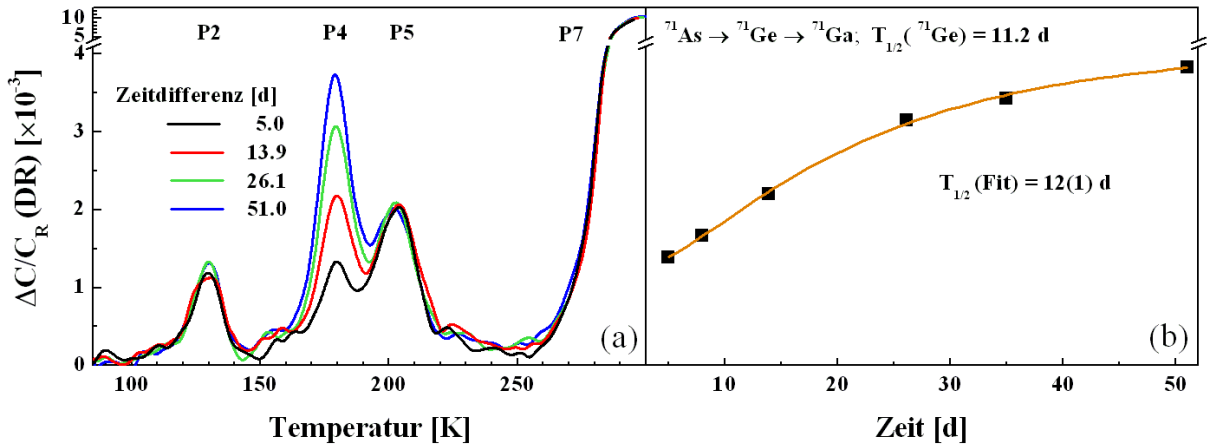


Abb. 3.22 (a) DLTS-Spektren aufgenommen im Verlauf des radioaktiven Zerfalls des Isotops ^{71}As ($\rightarrow ^{71}\text{Ge} \rightarrow ^{71}\text{Ga}$) an p-Typ GaAs ($U_R = 2\text{ V}$, $U_P = 1\text{ V}$, $\tau = 12\text{ ms}$); (b) Signalthöhe von DLTS-Peak P4 aufgetragen gegen die Zeitdifferenz nach der Implantation. Die Kurve wurde unter Verwendung von Gl. 3.4 angepasst, wobei die Halbwertszeit der ersten Elementumwandlung der Zerfallskette auf den richtigen Wert fixiert von $T_{1/2} = 2.7\text{ d}$ wurde.

In dem hier dargestellten DLTS-Spektrum erscheinen die DLTS-Signale der Bandlückenzustände P4 und P5 allerdings deutlich separiert, da hier durch die Wahl der DR-Korrelationsfunktion eine höhere Energieauflösung zu Lasten des Signal-Rausch-Verhältnisses erreicht wurde. Während die Störstellen P2, P5 und P7 in ihrer Konzentration zeitlich unverändert bleiben, steigt die Konzentration von P4 im Verlauf wiederholter Messungen auf Zeitskalen der Halbwertszeit des ^{71}As -Zerfalls an [Abb. 3.22 (a)]. Die Signalthöhe von P4 in Abhängigkeit des zeitlichen Abstandes zwischen den Messungen [Abb. 3.22 (b)] aufgetragen folgt einem exponentiellen Zusammenhang, welcher sich mit der in Kapitel 3.2.2 abgeleiteten Gl. 3.4 beschreiben lässt. Die Zeitkonstante eines freien Fits von λ_{Ge} unter Konstanthaltung des tatsächlichen Wertes für λ_{As} ($\lambda_{\text{As}} = \ln 2 / T_{1/2}(^{71}\text{As})$; $T_{1/2}(^{71}\text{As}) = 2.7\text{ d}$) ergibt 12(1) d in sehr guter Übereinstimmung mit der Halbwertszeit der Elementumwandlung zum

^{71}Ga ($T_{1/2} = 11.2$ d). Unter der Voraussetzung, dass mit dieser Elementumwandlung kein Wechsel des Gitterplatzes verbunden ist, lässt sich der Bandlückenzustand P4 bei 0.35 eV oberhalb der Valenzbandkante eindeutig mit dem Ga-Antisite-Defekt Ga_{As} in Verbindung bringen.

B. Tiefenprofil

Im Anschluss an die Elementumwandlung des ^{71}As zum ^{71}Ga wurde mittels isothermer, doppelt-korrelierter DLTS-Messungen bei 165 K das Tiefenprofil des Ga-Antisite-Defektes bestimmt. Dabei wurde analog zu den in Kapitel 3.1.4 beschriebenen Untersuchungen unter Einbeziehung der ebenfalls bei einer Temperatur von 165 K gewonnenen Sperrspannungs-abhängigen Messwerte für C_R [Abb. 3.25 (a)] und W_R [Abb. 3.25 (b)] in Gl. 2.11 die Konzentration des DLTS-Peaks P4 (Abb. 3.23) in Abhängigkeit von der Messtiefe ermittelt und diese mit der aus den γ -spektroskopischen Messungen am Isotop ^{71}As abgeleiteten ^{71}Ga -Konzentration verglichen (Abb. 3.24). Für diesen Vergleich machte es sich eine Korrektur des Implantationsprofils notwendig: da das ko-implantierte Isotop ^{71}Ge ebenfalls zum ^{71}Ga zerfällt, jedoch keine γ -

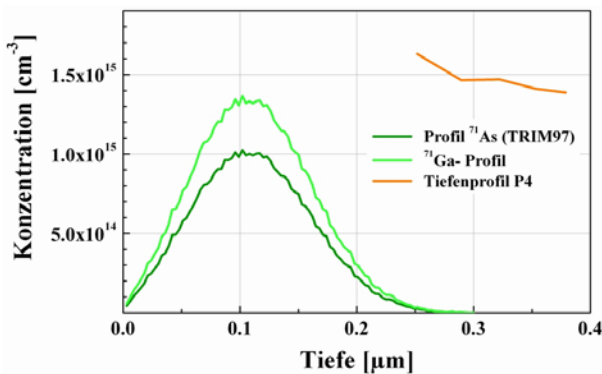


Abb. 3.24 Tiefenprofil der Störstelle P4 im Vergleich mit dem aus einer TRIM97-Simulation bestimmten Implantationsprofil des ^{71}As bei einer Implantationsenergie von 260 keV sowie dem aus den Ausbeuten der Isotope ^{71}As und ^{71}Ge berechneten ^{71}Ga -Profil nach dem radioaktiven Zerfall beider Isotope.

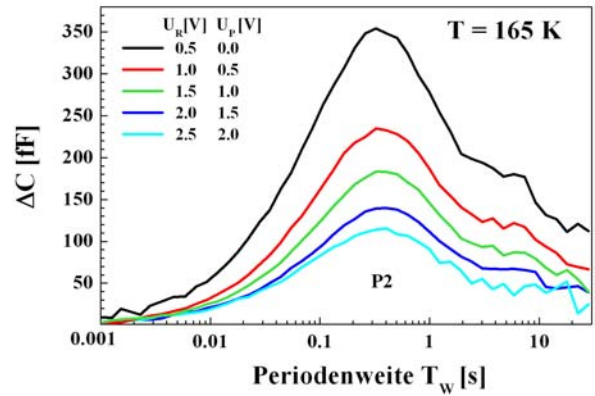


Abb. 3.23 Periodenweitenscans gemessen unter Variation von U_R und U_P bei 165 K in p-Typ GaAs im Anschluss an die Elementumwandlung vom ^{71}As zum ^{71}Ga .

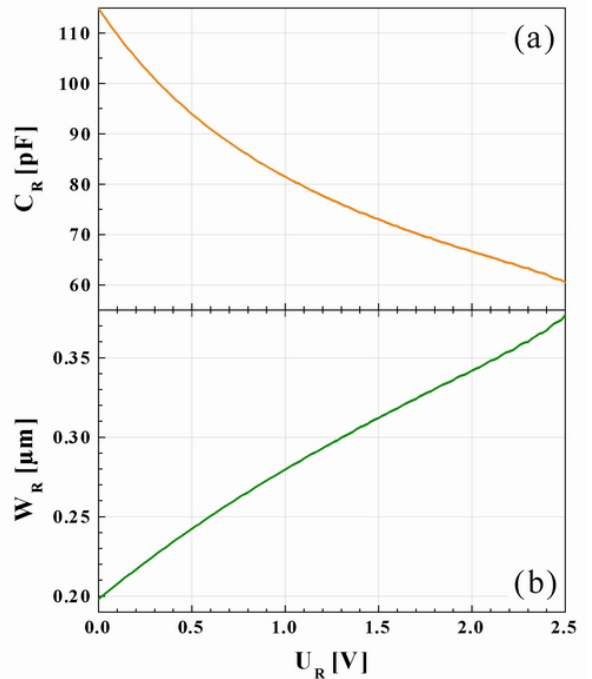


Abb. 3.25 Abhängigkeit der Sperrspannungskapazität C_R (a) und der Raumladungszone W_R (b) von der Sperrspannung U_R im Bereich der gemessenen Periodenweitenscans bei der Mess-temperatur von 165 K. Die in Glg 2.10 eingehenden Werte für C_R und W_R wurden wiederum für die Bestimmung des Ga-Tiefenprofils in Abb. 3.25 herangezogen.

Linie besitzt, lässt sich die Konzentration von ^{71}Ga nicht direkt bestimmen. Vielmehr muss man die Ausbeuten an ^{71}As und ^{71}Ge bei dem eingesetzten ZrO-Target an der ISOLDE/CERN berücksichtigen. Das Verhältnis zwischen ^{71}As und ^{71}Ge betrug zum Zeitpunkt der Implantation 3:1 [Die01]. Um die Konzentration der ^{71}Ge -Atome ($\rightarrow ^{71}\text{Ga}$) für den Vergleich mit dem Ga_{As} -Profil (Abb. 3.25) heranzuziehen, wurde das TRIM-Profil des ^{71}As daher mit einem Faktor von 1.33 multipliziert. Diese Vorgehensweise ist insofern berechtigt, als die Implantationstiefe des ^{71}Ge identisch der des ^{71}As ist (vgl. Abb. 3.14). Dennoch ist die aus den DLTS-Spektren bestimmte Konzentration der Störstelle P4 wesentlich höher als auf Grund der Implantationstiefe hätte erwartet werden können. Da die Diffusion von As und Ge in GaAs [Mad89] bei der Ausheiltemperatur als marginal betrachtet werden kann, ist diese Beobachtung ein weiterer Hinweis auf einen intrinsischen Ursprung der beobachteten Defektstruktur.

C. Einfluss der elektrischen Feldstärke

Der Bandlückenzustand P4 wurde weiterhin auf seine Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke untersucht. Dazu wurde wiederum mittels doppelt-korrelierter DLTS-Messungen [Mak80] das elektrische Feld in der Raumladungszone unter Konstanthaltung des untersuchten Tiefenbereiches variiert. Die DLTS-Spektren in Abb. 3.26 zeigen eine ausgeprägte Verschiebung des DLTS-Signals in Richtung kürzerer Emissions-Zeiten mit steigender elektrischer Feldstärke. Eine drei-dimensionale Auswertung der Feldstärkeabhängigkeit im Sinne eines Poole-Frenkel-Effektes [Fre38] nach Hartke [(Har68), Gl. 2.12] ergibt einen Wert von $n = 5$ für den Ladungszustand der Störstel-

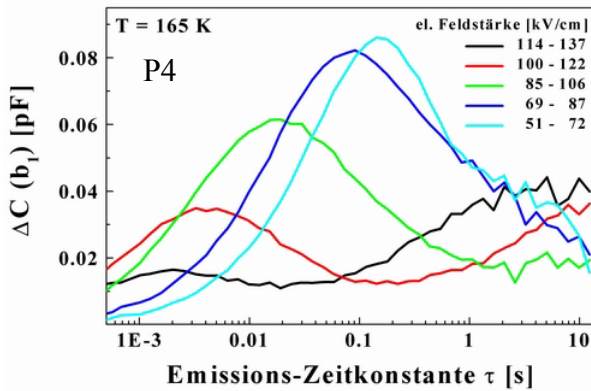


Abb. 3.26 Periodenweitenscans aufgenommen an Störstelle P4 nach erfolgter Elementumwandlung des ^{71}As zum ^{71}Ga bei einer Messtemperatur von 165 K.

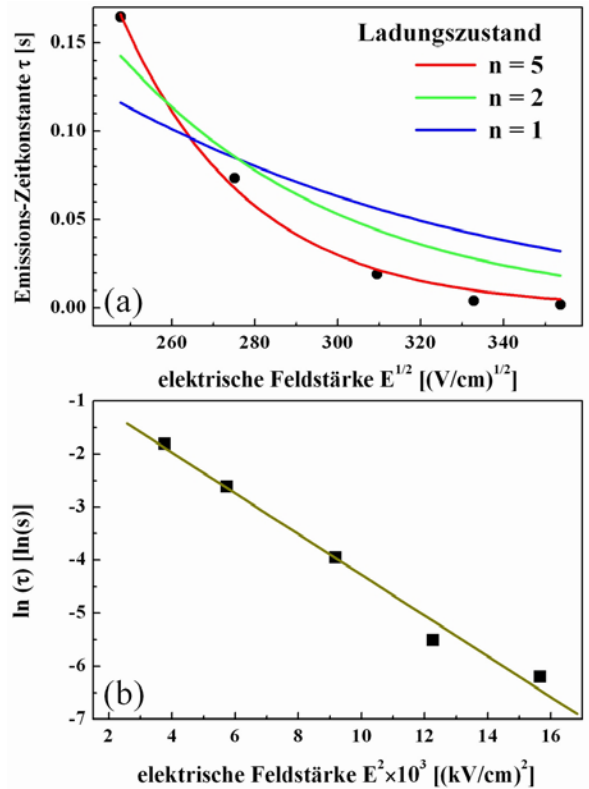


Abb. 3.27 (a) Abhängigkeit der Emissionszeitkonstante von der elektrischen Feldstärke bei konstanter Messtemperatur T ; (b) Auftragung des Logarithmus der Emissionszeitkonstante gegen das Quadrat des elektrischen Feldes.

le P4 [rote Kurve in Abb. 3.27 (a)]. Zugunsten der Ableitung eines physikalisch sinnvollen Ladungszustandes von $n = 1$ [blaue Kurve in Abb. 3.27 (a)] bzw. $n = 2$ [grüne Kurve in Abb. 3.27 (a)] hätte die Ausprägung des Effektes geringer sein müssen. Da auch in diesem Fall die Auftragung der logarithmischen Emissionszeitkonstante gegen das Quadrat der elektrischen Feldstärke [Abb. 3.27 (b)] auf einen linearen Zusammenhang in Übereinstimmung mit einem Modell des Phononen-unterstützten Tunnelprozesses [Gan00] schließen lässt, kann man davon ausgehen, dass die beobachtete Feld-induzierte Beschleunigung des Emissionsprozesses durch einen Tunnelprozess der Ladungsträger verstärkt wurde. Ein Vergleich mit dem analogen nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{71}Br in n-Typ GaAs an Störstelle N5 durchgeführten Experiment unterstützt die Vermutung, dass der Bandlückenzustand P4 im vorliegenden Fall mindestens eine positive Ladung trägt, da trotz vergleichbarer Feldstärken der Effekt hier wesentlich deutlicher ausgeprägt ist als in Abschnitt 3.1.3 C. Da keine Daten für geringere Felder gewonnen werden konnten, lassen die Werte jedoch keine eindeutige Aussage über den elektrischen Ladungszustand der Störstelle P4 zu.

3.2.3.2. Ergebnisse nach Rückstoßimplantation von ^{71}As

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse dargestellt, welche nach Rückstoßimplantation des Isotops ^{71}As in p-Typ GaAs gewonnen wurden. Die Rückstoßimplantation bot gegenüber der Implantation am CERN den Vorteil, dass durch die Ausnutzung der Kernreaktionsbedingten Rückstoßenergie höhere Implantationsenergien und damit größere Tiefen erreicht werden konnten, so dass bei den hier gezeigten Messungen der methodisch bedingte Tiefenmessbereich und die Implantationstiefe übereinstimmten. Weiterhin wiesen die im Rahmen dieses Experiments präparierten Schottky-Dioden deutlich bessere Diodencharakteristika auf,

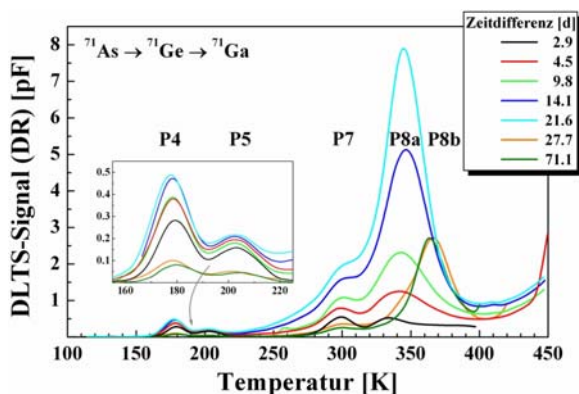


Abb. 3.28 DLTS-Spektren gemessen an p-Typ GaAs nach Rückstoßimplantation des Isotops ^{71}As während seines radioaktiven Zerfalls zum ^{71}Ga ($U_R = 2\text{V}$, $U_P = 1\text{V}$, $\tau = 12\text{ms}$). Die zeitlichen Veränderungen der DLTS-Amplitude lassen sich noch nach abgeschlossener Elementumwandlung beobachten.

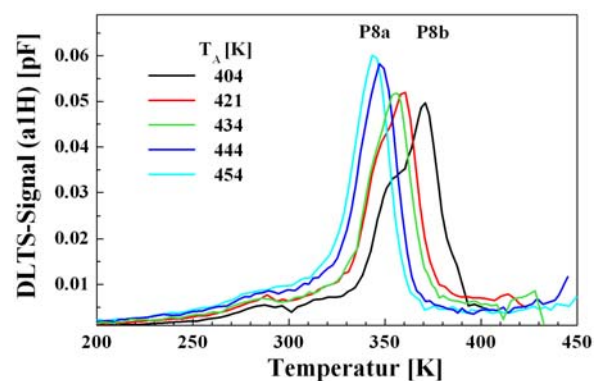


Abb. 3.29 DLTS-Spektren gemessen an p-Typ GaAs nach Rückstoßimplantation des Isotops ^{71}As unter Variation der Anfangstemperatur T_A des Tempscans ($U_R = 2\text{V}$, $U_P = 0\text{V}$, $\tau = 37\text{ms}$).

was die Erweiterung der DLTS-Spektrums in Richtung höherer Temperaturen erlaubte. Die im Temperaturbereich zwischen 450 K und 85 K nach Rückstoßimplantation von ^{71}As in p-Typ GaAs aufgenommenen DLTS-Spektren (Abb. 3.28) zeigen neben den in Abb. 3.22 (a) dargestellten Störstellen P4, P5 und P7 das Auftreten eines weiteren DLTS-Signals genannt P8a, welches während wiederholter DLTS-Messungen deutlich an Amplitude gewinnt. Seine Störstellenparameter sind aus Tabelle 3.4 ersichtlich. Der in Abschnitt 3.2.3.1 dem Ga-Antisite-Defekt Ga_{As} zugeordnete DLTS-Peak P4 wird durch die Dominanz des Signals P8a überlagert, was eine Aussage über die zeitliche Entwicklung von P4 erschwert, wenngleich sich ein Anstieg der Konzentration von Störstelle P4 im Verlauf der Messungen andeutet (s. Einsatz von Abb. 3.28). Die Zunahme der DLTS-Amplitude von P8a setzt sich auch nach dem Ende des radioaktiven Zerfalls fort. Daher lässt sich der Bandlückenzustand P8a mit keinem der Atome in der Zerfallskette in Verbindung bringen. Vielmehr erfolgt hier die Beobachtung der Bildung eines Defektkomplexes unter Messbedingungen, welche aufgrund der erhöhten Messtemperaturen begünstigt wird. Gegen Ende der Messungen begann der Schottky-Kontakt zu degradieren, was die Reduktion der maximalen Messtemperatur notwendig machte; die Aufnahme der letzten DLTS-Spektren in Abb. 3.28 wurde daher bei einer Temperatur von 420 K begonnen. Dies hatte eine deutliche Veränderung des DLTS-Spektrums zur Folge: das DLTS-Signal P8a verschwindet zugunsten des Auftretens eines weiteren Bandlückenzustandes (P8b), dessen Amplitude gegenüber der des DLTS-Signals P8a um mehr als die Hälfte reduziert ist. Weiterhin geht die Umwandlung des Defekt-Komplexes P8a in P8b einher mit einer deutlichen Konzentrations-Verringerung der Störstellen P4, P5 und P7, was auf eine Reaktion zwischen diesen Defektes hindeutet. In weiteren Experimenten stellten sich diese Defektreaktionen als irreversibel heraus, insofern als sich die Lage des DLTS-Signals P8a,b in Abhängigkeit von der Anfangstemperatur der DLTS-Messung in beide Richtungen verschieben lässt, das erneute Wiederauftreten der Störstellen P4, P5 und P7 jedoch nicht beobachtet wird. In den in Abb. 3.29 dargestellten DLTS-Spektren wurde die Anfangstemperatur T_A der Tempscans zwischen 450 K und 400 K variiert. Die vergleichsweise hohe Konzentration ($\approx 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) der in die beobachteten Störstellen involvierten Defektkomplexe ermöglichte dabei die Verwendung der Korrelationsfunktion $a1H$, welche innerhalb der zur Verfügung stehenden die beste Energieauflösung bietet [Wei91]. Diese Darstellung zeigt ein erkennbare Trennung

| | $E_v + E_t [\text{eV}]$ | $\sigma [\text{cm}^2]$ |
|------------|-------------------------|------------------------|
| P8a | 0.71(2) | 1×10^{-15} |
| P8b | 0.83(2) | 2×10^{-13} |

Tabelle 3.4 Aktivierungsenergien E_t und Wirkungsquerschnitte σ der nach Rückstoßimplantation des Isotops ^{71}As in p-Typ GaAs gefundenen Störstellen.

beider DLTS-Signale (P8a,b), wobei die Reduktion der Anfangstemperatur eine sukzessive Umwandlung der Störstelle P8a in Störstelle P8b bewirkt. Die Störstellenparameter der Bandlückenzustände P8a und P8b sind in Tabelle 3.4 angegeben.

3.2.3.3. Implantation von ^{72}Se an der ISOLDE/CERN

Unter der Maßgabe einer Unterscheidung zwischen zerfalls-induzierten Defekt-Komplexen und ausschließlich element-korrelierten Defekten, wurde durch die Verwendung der radioaktiven Isotope ^{72}Se und ^{73}As die mit der Elementumwandlung verbundene Rückstoßenergie gezielt variiert. Während bei dem zweiten radioaktive Zerfall in der Zerfallskette des ^{72}Se ($\rightarrow ^{72}\text{As} \rightarrow ^{72}\text{Ge}$) Rückstoßenergien von bis zu 141 eV auf den entstehenden ^{72}Ge -Kern übertragen werden, geht die Elementumwandlung des Isotops ^{73}As ($\rightarrow ^{73}\text{Ge}$) lediglich mit einer maximalen Rückstoßenergie von 0.9 eV einher. Daher bot sich ein Vergleich dieser Isotope mit dem radioaktiven Isotop ^{71}As ($\rightarrow ^{71}\text{Ge} \rightarrow ^{71}\text{Ga}$, $E_{R_{\max}} = 25 \text{ eV}$) an.

In Abb. 3.30 sind die DLTS-Spektren dargestellt, welche nach Implantation des Isotops ^{72}Se in p-Typ GaAs aufgenommen wurden. Im Verlauf wiederholter Messungen lassen sich ausgeprägte Veränderungen der DLTS-Signale im Temperatur-Bereich zwischen 350 K und 400 K beobachten. Die Konzentration der Störstellen ($N_S \geq 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) erreicht jedoch die Größenordnung der p-Dotierung der GaAs-

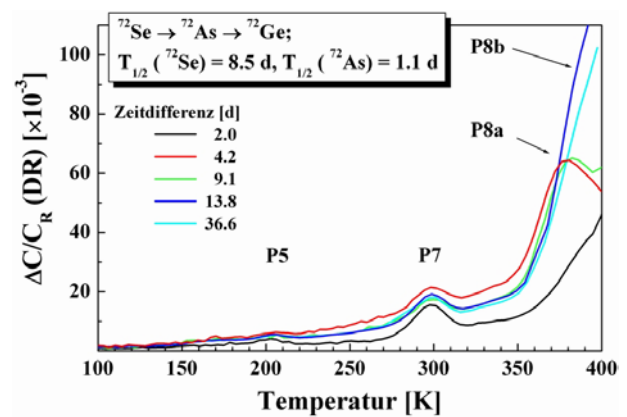


Abb. 3.30 DLTS-Spektren gemessen an p-Typ GaAs nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{72}Se ($U_R = 2 \text{ V}$, $U_P = 0 \text{ V}$, $\tau = 12.5 \text{ ms}$).

Proben und verlässt damit den Definitionsbereich einer DLTS-Messung. Nichtsdestotrotz lassen die an ^{72}Se -implantiertem p-GaAs aufgenommenen DLTS-Spektren eine Übereinstimmung mit den nach Rückstoßimplantation des Isotops ^{71}As gewonnenen Ergebnissen erkennen insofern als auch während des radioaktiven Zerfalls des ^{72}Se der Bandlückenzustand P8a gebildet wird, welcher im weiteren Verlauf der Messungen eine Umwandlung in eine tiefer in der Bandlücke gelegene Störstelle (P8b) erfährt.

Die nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{73}As an p-Typ GaAs durchgeführten DLTS-Messungen zeigen in Übereinstimmung zu den in Kapitel 3.2.3.1 gezeigten Spektren die Störstellen P2, P4, P5 und P7 (vgl. Abb. 3.32), welche im Verlauf der Elementumwandlung zum ^{73}Ge keinen zeitlichen Veränderungen der Signal-Amplitude unterworfen sind.

3.2.3.4 Ergebnisse an ^{11}B in p-Typ GaAs

Mit dem Ziel einer Aufklärung der in der Einführung (Kapitel 3.2.1) zu diesem Kapitel beschriebenen Kontroverse über die Unterscheidung zwischen Ga-Antisite-Defekt Ga_{As} und Bor-Antisite-Defekt B_{As} wurde das stabile Isotop ^{11}B in p-Typ GaAs implantiert. Um die

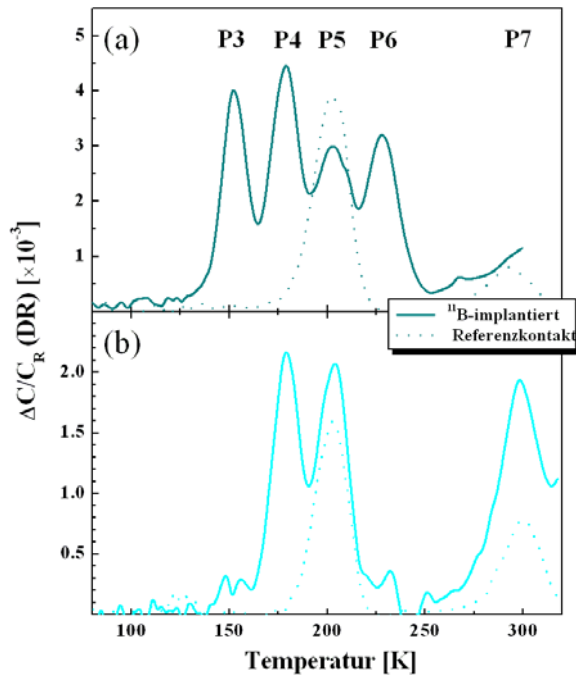


Abb. 3.31 DLTS-Spektren gemessen an ^{11}B -implantierten p-Typ GaAs-Proben ($U_R = 2\text{V}$, $U_P = 1\text{V}$, $\tau = 12\text{ms}$). Die Implantationsdosen wurden so gewählt, dass eine Variation der Konzentration des Bors zwischen $1 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ (a) und $1 \times 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ (b) erreicht wurde.

| | $E_V + E_t [\text{eV}]$ | $\sigma [\text{cm}^2]$ | Literatur |
|-----------|-------------------------|------------------------|------------|
| P3 | 0.29(2) | 7×10^{-15} | H1 [Sti85] |
| P6 | 0.43(2) | 2×10^{-15} | H2 [Sti85] |

Tabelle 3.5 Aktivierungsenergien E_t und Wirkungsquerschnitte σ der nach Implantation des Isotops ^{11}B in p-Typ GaAs detektierten Störstellen.

Wahrscheinlichkeit des Einbaus des B auf As-Gitterplätzen zu erhöhen - auf dem Ga-Platz eingebaut, wirkt B isoelektrisch - kamen vergleichsweise hohe Implantationsdosen zum Einsatz, die in einer Konzentration des B von bis zu $1 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ resultierten. Die nach Implantation von ^{11}B gemessenen DLTS-Spektren sind in Abb. 3.31 (a,b) dargestellt. Exemplarisch sind die Spektren gezeigt, welche mit der höchsten [$1 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$,

Abb. 3.31 (a)] bzw. der geringsten [$1 \times 10^{15}\text{ cm}^{-3}$, Abb. 3.31 (b)] ^{11}B -Dosis implantiert wurden: in beiden Fällen wurde das Auftreten der Störstellen P3-P7 beobachtet, wobei in den p-GaAs-Proben, welche mit der niedrigen Dosen implantiert wurden, die Amplituden der DLTS-Signale P3 und P6 deutlich reduziert ist (zu den Störstellenparametern von P3 und P6 siehe Tabelle. 3.5). Hierbei handelt es sich offenbar um Implantations-induzierte Defekte, welche eine deutliche Dosisabhängigkeit zeigen, deren detaillierte Untersuchung nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit war. Ein Zusammenhang einer der beiden Defekte mit einem B-korrelierten Defekt kann jedoch ausgeschlossen werden, da beide Störstellen ebenfalls nach Implantation verschiedener Isotope in p-Typ GaAs beobachtet wurden (vgl. dazu Abschnitt 3.2.3.5). Des weiteren wurde auch nach Implantation von Bor der in Kapitel 3.2.3 dem Ga-Antisite-Defekt zugeordnete Bandlückenzustand P5 beobachtet. Die Konzentration dieser Störstelle liegt im Bereich von einigen 10^{14} cm^{-3} und repräsentiert damit weder in ihrer Am-

plitude noch in der Variation zwischen den Spektren die Größenordnung der Implantationsdosen, welche um einen Faktor von 100 variiert wurden. Da auch diese Störstelle im Zusammenhang mit der Implantation verschiedener Isotope in p-Typ GaAs (vgl. Abb. 3.32) beobachtet wurde, liegt auch hier eine Korrelation mit einem Implantations-induzierten, intrinsischen Defekt nahe. Diese Interpretation steht jedoch nicht im Widerspruch zu seiner Zuordnung zum Ga-Antisite-Defekt. Vielmehr wird diese Deutung durch die Isotop-unabhängige Beobachtung der Störstelle P5 unterstützt. Übereinstimmend zeigen beide Spektren in Abb. 3.31 keinen Bandlückenzustand bei 0.23 eV oberhalb der Valenzbandkante, welcher in der Literatur abwechselnd mit dem Ga-Antisite-Defekt bzw. einer Kontamination mit B in Verbindung gebracht wird. Die als gepunktete Linie dargestellten Spektren stammen jeweils von Teilen der Proben, welche zu Referenzzwecken während der Implantation mit einer Al-Folie abgedeckt wurden. In ihnen sind nur die Störstellen P5 und P7 präsent.

3.2.3.5 Vergleich der Bandlückenzustände in p-Typ GaAs

An dieser Stelle werden noch einmal die im p-Typ GaAs beobachteten Bandlückenzustände zusammenfassend aufgeführt inklusive derer, welche nach Implantation der Isotope ^{77}Br und ^{79}Br beobachtet wurden (vgl. Kapitel 3.1.3). In diese Darstellung aufgenommen wurden wei-

terhin die Ergebnisse, welche nach Implantation der stabilen Isotope ^{74}Ge , ^{75}As und ^{80}Se gewonnen wurden. Die entsprechenden DLTS-Spektren sind in Abb. 3.32 dargestellt. Mit Ausnahme von Störstelle P1, welche nur nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{72}Se beobachtet wurde, sind die darin auftretenden DLTS-Signale in fast allen Spektren präsent. In Übereinstimmung mit den nach Implantation des Isotops ^{11}B (vgl. Abschnitt 3.2.3.3) gemessenen DLTS-Spektren lassen sich die

| | $E_V + E_t$ [eV] | σ [cm^2] | Literatur |
|-----------|------------------|----------------------------|--------------|
| P1 | 0.26(2) | 1×10^{-12} | — |
| P2 | 0.27(2) | 1×10^{-13} | HL7 [Mit77] |
| P3 | 0.29(2) | 7×10^{-15} | H1 [Sti85] |
| P4 | 0.35(2) | 8×10^{-15} | — |
| P5 | 0.37(2) | 1×10^{-15} | HL11 [Mit77] |
| P6 | 0.43(2) | 2×10^{-15} | H2 [Sti85] |
| P7 | 0.52(2) | 4×10^{-16} | HL8 [Mit77] |

Tabelle 3.6 Aktivierungsenergien E_t und Wirkungsquerschnitte σ der in p-Typ GaAs gefundenen Bandlückenzustände.

Bandlückenzustände P3 und P6 nur in den Spektren der mit stabilen Isotopen implantierten GaAs-Proben beobachten [Abb. 3.32 (b)]. Die stabilen Isotope wurden mit um einen Faktor von 5-10 erhöhten Dosen implantiert, was sich auch in einer erhöhten Konzentration der anderen DLTS-Signale niederschlägt. Außer nach Implantation der radioaktiven Isotops ^{71}As , wurde bei keinem der in p-Typ GaAs implantierten radioaktiven Isotope im hier dargestellten Temperaturbereich zwischen 300 K und 80 K während der jeweiligen Elementumwandlung

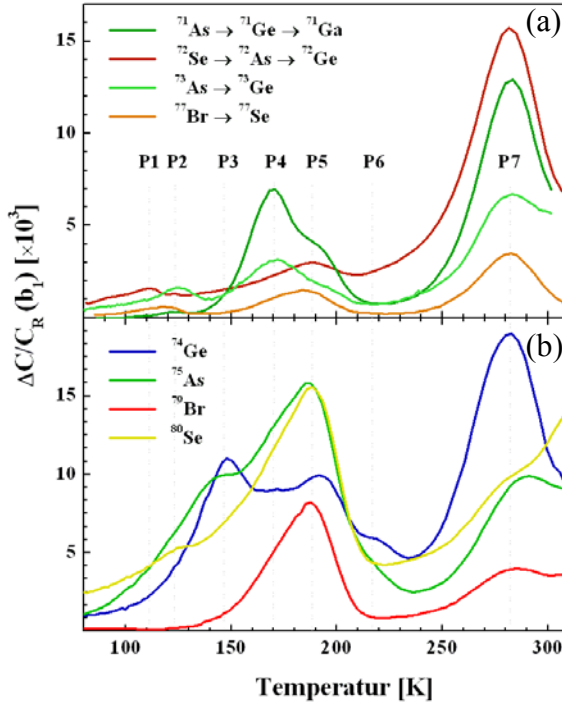


Abb. 3.32 DLTS-Signale der in p-Typ GaAs nach Implantation von sowohl radioaktiven (a) als auch stabilen Isotopen (b) detektierten Störstellen ($U_R = 2V$, $U_P = 0$ bzw. $1V$, $\tau = 44$ ms).

eine zeitliche Veränderung der Störstellenkonzentration beobachtet. Eine mögliche Zuordnung der Defektstrukturen wird im Anschluss an die Darstellung aller im GaAs gewonnenen Ergebnisse in Kapitel 3.4 ausführlich diskutiert.

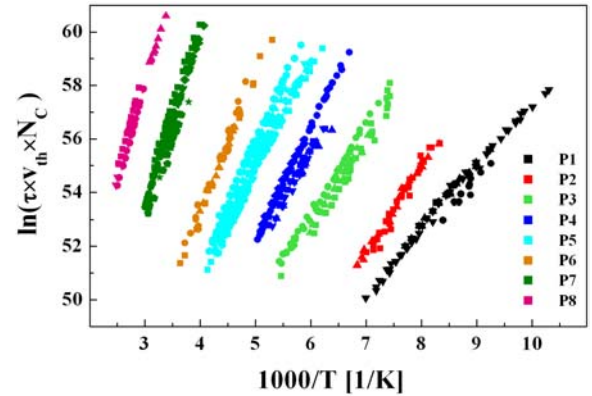


Abb. 3.33 Arrhenius-Geraden der in dieser Arbeit in p-Typ GaAs gefundenen Störstellen P1-P8. Die in den entsprechenden Abschnitten angegebenen Werte für die Aktivierungsenergie E_T und den Wirkungsquerschnitt σ repräsentieren jeweils die Mittelwerte der aus dieser Auswertung nach Glg. 2.5 bestimmten Störstellenparameter.

3.2.4 Ergebnisse im n-Typ GaAs

3.2.4.1. Implantation von ^{71}As an der ISOLDE/CERN

Dieser Abschnitt widmet sich der Beschreibung der Ergebnisse, welche nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{71}As in n-Typ GaAs bei einer Implantationsenergie von 260 keV (ISOLDE) erhalten wurden. Bei der Darstellung der DLTS-Messungen wurde zwischen den GaAs-Chargen C1 und C2 unterschieden (vgl. Abschnitt 3.1.2 A), da sich auch bei diesem Experiment die Ergebnisse in beiden Chargen nicht nur hinsichtlich der beobachteten Störstellen sondern auch in Bezug auf deren Zeitabhängigkeit unterscheiden. Abb. 3.34 zeigt die DLTS-Spektren, welche an n-Typ GaAs-Proben der Charge C1 im Verlauf

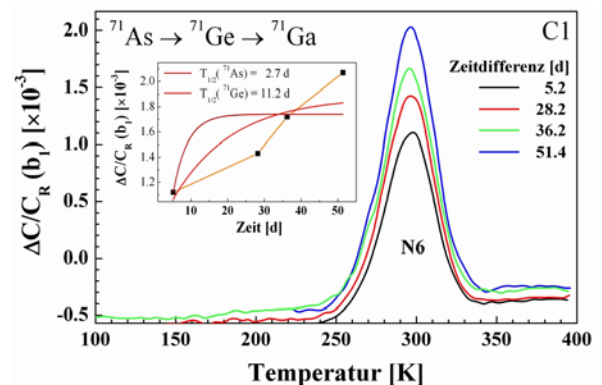


Abb. 3.34 DLTS-Spektren aufgenommen im Verlauf des radioaktiven Zerfalls des Isotops ^{71}As an einer n-Typ GaAs der Charge C1 ($U_R = -1V$, $U_P = 0V$, $\tau = 44$ ms).

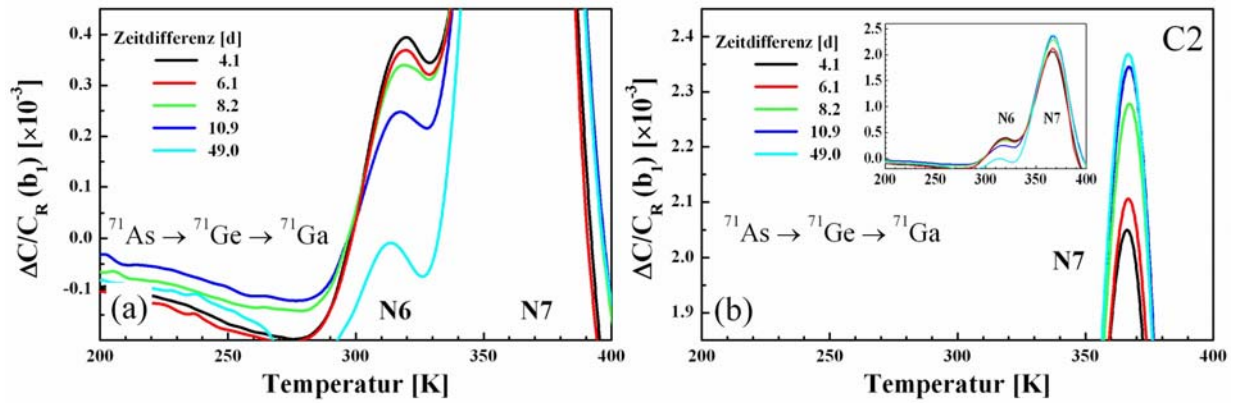


Abb. 3.35 DLTS-Spektren gemessen an n-Typ GaAs während der Elementumwandlung des Isotops ^{71}As ($U_R = -1\text{V}$, $U_P = 0\text{V}$, $\tau = 44\text{ ms}$). Die Grafik wurde getrennt zur Darstellung der zeitlichen Veränderungen der DLTS-Signale N6 (a) und N7 (b).

des radioaktiven Zerfalls des Isotops ^{71}As ($\rightarrow ^{71}\text{Ge} \rightarrow ^{71}\text{Ga}$) gemessen wurden. Zu beobachten ist der Anstieg einer Störstelle (N6), deren Zeitabhängigkeit sich jedoch mit der Halbwertszeit keiner der in die Zerfallskette involvierten Isotope korrelieren lässt (s. Einsatz in Abb. 3.34).

In den Spektren der GaAs-Charge C2 treten hingegen zwei Störstellen (N6 & N7) auf (Abb. 3.35), deren Konzentration sich ebenfalls im Verlauf wiederholter Messungen verändert. Im Gegensatz zu dem in Abb. 3.34 beobachteten Verhalten, verringert sich die Amplitude des DLTS-Signals N6 auf Zeitskalen des radioaktiven Zerfalls von ^{71}As zu ^{71}Ga (via ^{71}Ge). Die Abnahme der Konzentration geht einher mit einer sukzessiven Verringerung seiner Aktivierungsenergie (Abb. 3.35), was dem Einfluss seines benachbarten Bandlückenzustandes N7 (EL2) zuzuordnen ist. Die aus den Spektren der Charge C1 bestimmte Aktivierungsenergie des Bandlückenzustandes N6 (orange Arrhenius-Gerade in Abb. 3.36) weist infolge der Abwesenheit des EL2-Defektes (N7) den

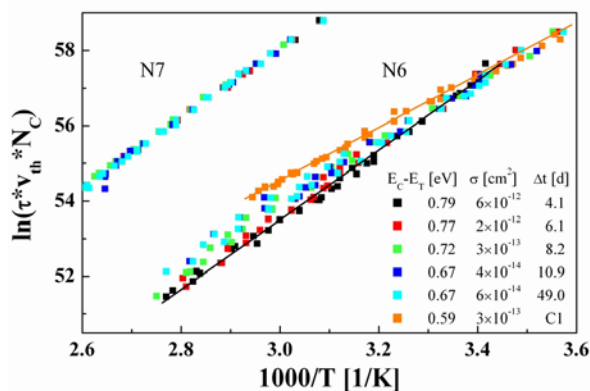


Abb. 3.36 Arrhenius-Darstellung der nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{71}As in GaAs gefundenen Bandlückenzustände N6 und N7.

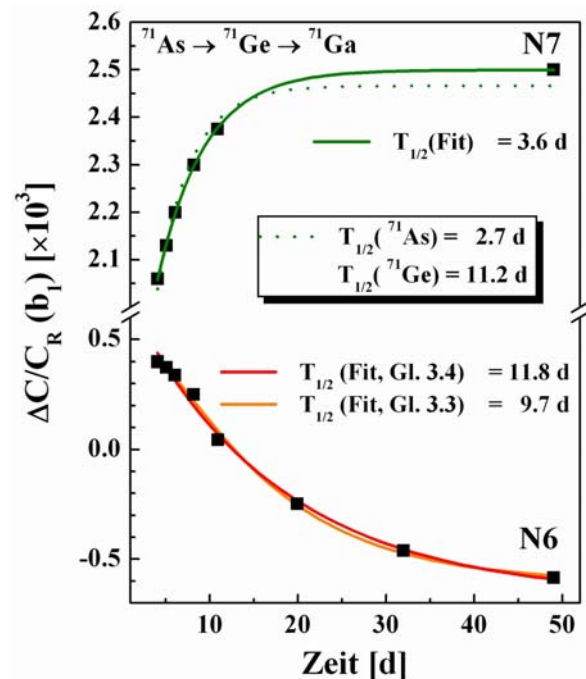


Abb. 3.37 Signalthöhe der DLTS-Peaks N6 und N7 aufgetragen gegen die Zeitdifferenz nach der Implantation des Isotops ^{71}As .

| | E_C-E_T [eV] | σ [cm ²] | Literatur |
|-----------|----------------|-----------------------------|------------------|
| N6 | 0.59-0.79(2) | 3×10^{-13} | EL3, EB4 [Mar77] |
| N7 | 0.82(2) | 1×10^{-13} | EL2 [Mar77] |

Tabelle 3.7 Aktivierungsenergien E_T und Wirkungsquerschnitte σ der nach Implantation des Isotops ^{71}As in n-Typ GaAs gefundenen Störstellen.

geringsten Wert auf. Die Abhängigkeit der DLTS-Amplitude der Störstelle N6 von der Zeit folgt einem exponentiellen Verlauf (Abb. 3.37), dessen Zeitkonstante der Halbwertszeit des Isotops ^{71}Ge entspricht. Eine Korrelation des Bandlückenzustandes

N6 mit dem Element Ge ist aufgrund der Diskrepanz zwischen den Beobachtungen in beiden Chargen jedoch auszuschliessen. Durch die in den Abschnitten 3.2.4.2 und 3.2.4.3 dargestellten Ergebnisse, welche nach Implantation der radioaktiven Isotope ^{72}Se ($\rightarrow ^{72}As \rightarrow ^{71}Ge$) bzw. ^{73}As ($\rightarrow ^{73}Ge$) in n-Typ GaAs gewonnen wurden, wird diese Annahme bestätigt. In Übereinstimmung damit suggeriert eine Anpassung der Daten mit Gl. 3.3, welche den Konzentrations-Verlauf des Elements Ge beschreibt, das Erreichen eines Maximum der Ge-Konzentration nach etwa 4 d im Anschluss an die Implantation. Eine derartige zeitliche Entwicklung hätte jedoch nur im Falle eines Verhältnis der implantierten Isotope ^{71}As und ^{71}Ge von 1:1 beobachtet werden können. Dies widerspricht den Ausbeute-Messungen von M. Dietrich [Die01], welcher ein Verhältnis $^{71}As: ^{71}Ge$ von 3:1 ermittelte. Unter der Annahme, dass die Variation der DLTS-Amplitude des Bandlückenzustandes N6 mit der Bildung von ^{71}Ga -Atomen korreliert, lässt sich eine verbesserte Anpassung der Daten erreichen insofern als die unter Verwendung der Gl. 3.4 bestimmte Zeitkonstante der Konzentrations-Veränderungen eine bessere Übereinstimmung mit der Halbwertszeit der Elementumwandlung vom ^{71}Ge zu ^{71}Ga ($T_{1/2} = 11.2$ d) zeigt.

Die zeitliche Abhängigkeit der Signalhöhe von Störstelle N7 ist ebenfalls aus Abb. 3.37 ersichtlich. Der Anstieg des DLTS-Signals N7 erfolgt mit einer deutlich kürzeren Zeitkonstante, welches sich bereits in der Sättigung der Signal-Amplitude bei der letzten Messung andeutet. Eine freie Anpassung eines exponentiellen Anstiegs an die Daten ergibt eine Wert von $T_{1/2} = 3.6$ d, welche in Übereinstimmung zur Halbwertszeit des Isotops ^{71}As ($T_{1/2} = 2.7$ d) ist. Da diese Defektstruktur im Verlauf der sich an den Zerfall des ^{71}As anschließenden Elementumwandlung zum ^{71}Ga keine weiteren Veränderungen erfährt, lässt sich eine element-korrelierter Zusammenhang auch hier ausschließen. Wahrscheinlicher ist, dass der Konzentrationszuwachs von Störstelle N7 durch den radioaktiven Zerfallsprozess verursacht wurde. Die Störstellenparameter der Bandlückenzustände N6 und N7 sind in Tabelle 3.7 angegeben.

3.2.4.2. Ergebnisse nach Rückstoßimplantation von ^{71}As

Auch nach der Inkorporation des Isotops ^{71}As in n-Typ GaAs mittels Rückstoßimplantation ergibt sich in beiden GaAs-Chargen wieder ein unterschiedliches Bild. Erneut lassen sich in den DLTS-Spektren der Charge C2 zwei Störstellen N6 und N7 beobachten (Abb. 3.39),

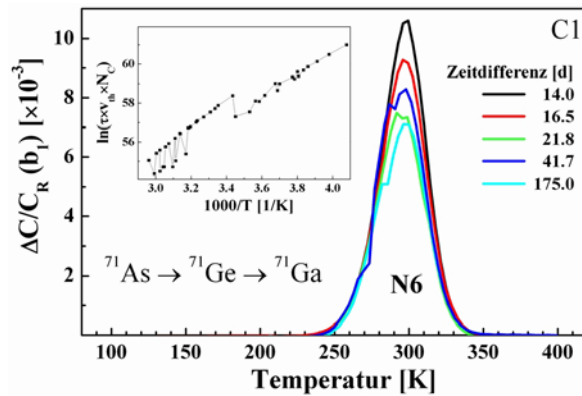


Abb. 3.38 DLTS-Spektren gemessen an n-Typ GaAs-Proben der Charge C1 nach Rückstoßimplantation des radioaktiven Isotops ^{71}As ($U_R = -1\text{ V}$, $U_P = 0\text{ V}$, $\tau = 44\text{ ms}$).

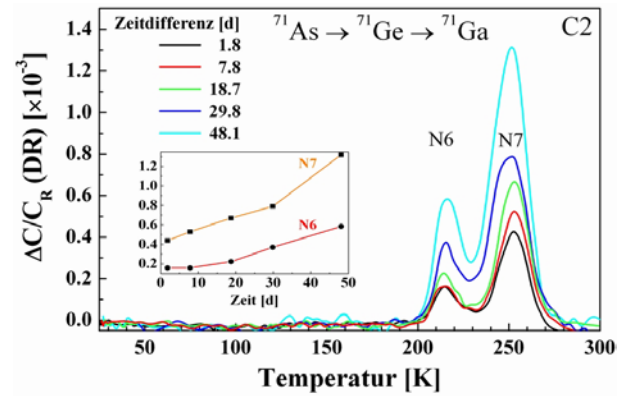


Abb. 3.39 DLTS-Spektren gemessen an n-Typ GaAs-Proben der Charge C2 nach Rückstoßimplantation des radioaktiven Isotops ^{71}As ($U_R = -2\text{ V}$, $U_P = -1\text{ V}$, $\tau = 12\text{ ms}$).

während in den Spektren der Charge C1 der EL2-Defekt (N7) fehlt (Abb. 3.38). Der in Kapitel 3.2.4.1 in den Proben der Charge C1 im Verlauf wiederholter DLTS-Messungen beobachtete Effekt einer zeitlich unkorrelierten Konzentrationszunahme tritt hier jedoch in den DLTS-Spektren der Charge C2 auf, und zwar betrifft dieses Verhalten dort beide Störstellen. Die Amplitude des DLTS-Signals N6 in Abb. 3.38 hingegen nimmt zunächst auf Zeitskalen der Halbwertszeit des ^{71}As -Zerfalls ab, erfährt nach etwa 30 d jedoch einen erneuten Zuwachs, welcher sich während weiterer Messungen wieder reduziert. Dieser neuerliche Konzentrationsanstieg der Störstelle N6 ist verbunden mit dem Auftreten von metastabilen Effekten derart, dass die Spektren bei etwa 275 K einer sprunghaftigen Veränderung unterworfen sind, welche sich in der Temperatur-abhängig verfolgten Sperrspannungs-Kapazität C_R der Diode nicht niederschlägt. Dieser Effekt ist demnach auf eine Veränderung des DLTS-Signals ΔC zurückzuführen, welcher sich in der Arrhenius-Auswertung (siehe Einsatz von Abb. 3.38) im Auftreten einer zweiten Störstelle manifestiert, wobei insbesondere bei sehr kurzen Emissionszeitkonstanten in Abhängigkeit von der Korrelationsfunktion entweder der eine oder der andere Defekt das DLTS-Spektrum dominiert. Aufgrund ihrer übereinstimmenden energetischen Lage in der Bandlücke von GaAs sowie der Ähnlichkeit der beobachteten Effekte liegt ein Zusammenhang zwischen der nach Rückstoßimplantation des Isotops ^{71}As in p-Typ GaAs detektierten Störstelle P8 (vgl. Abschnitt 3.2.3.2) und dem hier beschriebenen Bandlückenzustand N6 nahe.

Einfluss der elektrischen Feldstärke

Analog zu der in Abschnitt 3.2.3.1 C beschriebenen Vorgehensweise wurde in ^{71}As -implantierten n-Typ GaAs-Proben die Abhängigkeit der Störstelle N6 von der elektrischen Feldstärke in der Raumladungszone untersucht. In den in Abb. 3.40 dargestellten DLTS-Spektren lässt sich mit steigender Feldstärke eine deutliche Verschiebung des Signals in Richtung eines beschleunigten Emissionsprozesses beobachten. Eine Auswertung der Daten nach dem dreidimensionalen Modell von Hartke [(Har68), Gl. 2.12] führt erneut zu einem unphysikalischen Wert ($n = 8$) für den Ladungszustand der Störstelle N6 [Abb. 3.41(a)]. In Übereinstimmung zu der in Abschnitt 3.2.3.1 C geführten Argumentation ist auch hier von einer Situation auszugehen, bei der die Emission der Ladungsträger aus einem (mindestens) einfach positiv geladenen Bandlückenzustand unter dem Einfluss des hohen Feldes in der Raumladungszone durch Tunnelprozesse beschleunigt wird. Analog ergibt sich eine lineare Abhängigkeit der logarithmierten Emissionszeitkonstante vom Quadrat des elektrischen Feldes [Abb. 3.41(b)].

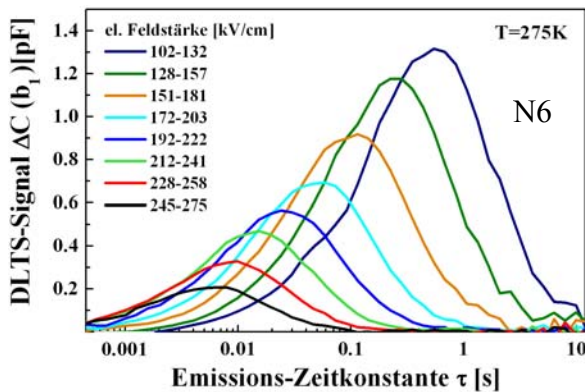


Abb. 3.40 Periodenweitenscans aufgenommen an Störstelle N6 in n-Typ GaAs-Proben der Charge C1 nach erfolgter Elementumwandlung des ^{71}As zum ^{71}Ga bei einer Messtemperatur von 275 K.

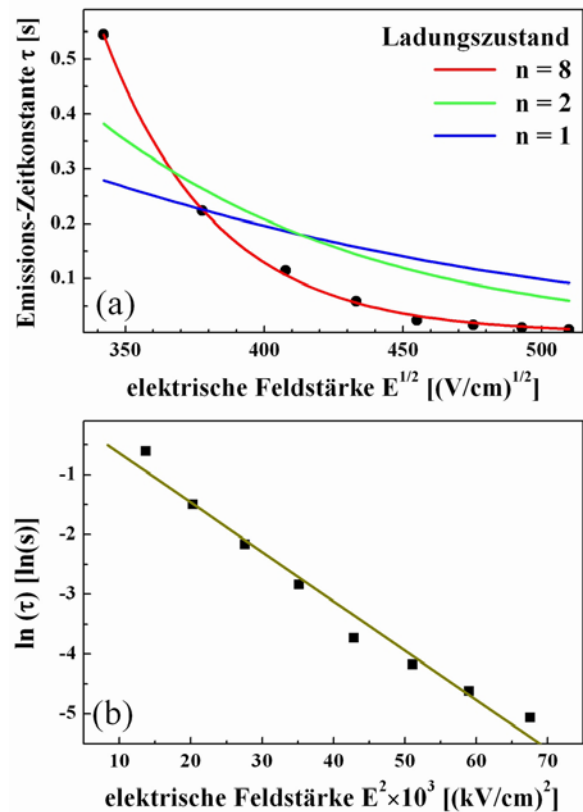


Abb. 3.41 (a) Abhängigkeit der Emissionszeitkonstante von der elektrischen Feldstärke bei konstanter Messtemperatur T ; (b) Auftragung des Logarithmus der Emissionszeitkonstante gegen das Quadrat des elektrischen Feldes.

3.2.4.3. Implantation von ^{72}Se an der ISOLDE/CERN

Nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{72}Se in n-Typ GaAs lassen sich in den DLTS-Spektren neben der Störstelle N6 die Bandlückenzustände N1 und N2 beobachten (Abb. 3.42, Tabelle 3.8). Ihre Die Bandlückenzustände N2 und N6 erfahren im Verlauf der Elementwand-

lung des ^{72}Se ($\rightarrow ^{72}\text{As} \rightarrow ^{72}\text{Ge}$; $T_{1/2}(^{72}\text{Se}) = 8.5 \text{ d}$, $T_{1/2}(^{72}\text{As}) = 1.1 \text{ d}$) einen Konzentrationsanstieg, dessen Zeitabhängigkeit sich über eine Anpassung des radioaktiven Zerfallsgesetzes an die Daten (Abb. 3.43) mit der Halbwertszeit des ^{72}Se ($T_{1/2} = 8.5 \text{ d}$) in Verbindung bringen lässt. Auch für die Störstelle N1 lässt sich während wiederholter Messungen ein Anstieg der DLTS-Amplitude beobachten. Auf eine quantitative Auswertung ihrer Zeitabhängigkeit wurde jedoch aufgrund des Einflusses des DLTS-Signals N2 verzichtet. In den Spektren in Abb. 3.42 deutet sich jedoch an, dass sich die zeitlichen Veränderungen von N1 in derselben Größenordnung wie die der anderen DLTS-Signale vollziehen. Aus den Ergebnissen folgt, dass die Störstellen N1, N2 und N6 als Ursache des radioaktiven Zerfall des ^{72}Se bzw. ^{72}As gebildet werden.

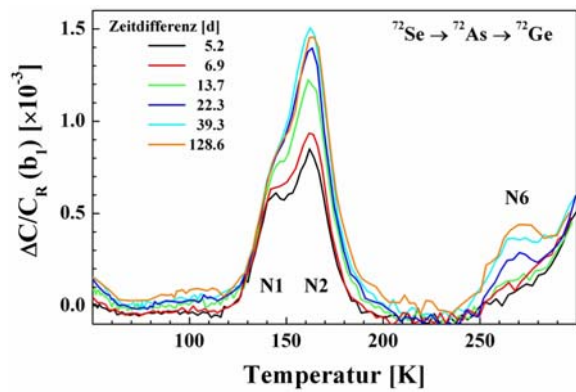


Abb. 3.42 DLTS-Spektren gemessen an n-Typ GaAs nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{72}Se ($U_R = -2 \text{ V}$, $U_P = 0 \text{ V}$, $\tau = 44 \text{ ms}$).

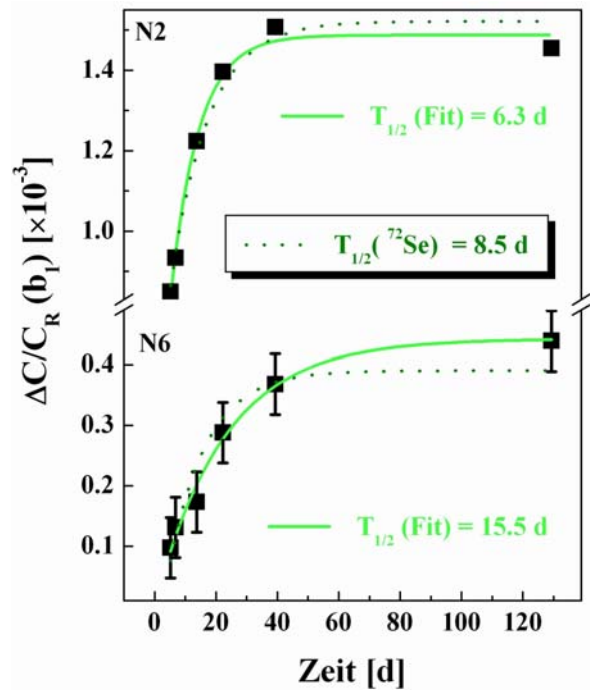


Abb. 3.43 DLTS-Signalthöhe der Störstellen N2 und N6 aufgetragen gegen die Zeitdifferenz nach der Implantation des radioaktiven Isotops ^{72}Se .

3.2.4.4. Implantation von ^{73}As an der ISOLDE/CERN

Die nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{73}As an n-Typ GaAs gemessenen DLTS-Spektren zeigen die Störstelle N6 (Abb. 3.44), welche sich im Verlauf wiederholter Messungen reproduziert. Aufgrund der geringen mit dem radioaktiven Zerfall des ^{73}As ($\rightarrow ^{73}\text{Ge}$, $T_{1/2} = 80.3 \text{ d}$) verbundenen Rückstoßenergie ($E_R = 0.9 \text{ eV}$) war erwartungsgemäß nicht davon auszugehen, dass die Elementumwandlung mit der Erzeugung von Defekten einhergeht.

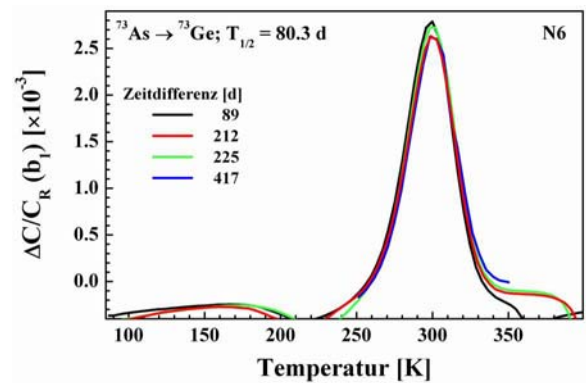


Abb. 3.44 DLTS-Spektren gemessen an n-Typ GaAs nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{73}As ($U_R = -1 \text{ V}$, $U_P = 0 \text{ V}$, $\tau = 44 \text{ ms}$).

3.2.3.5 Vergleich der Bandlückenzustände in n-Typ GaAs

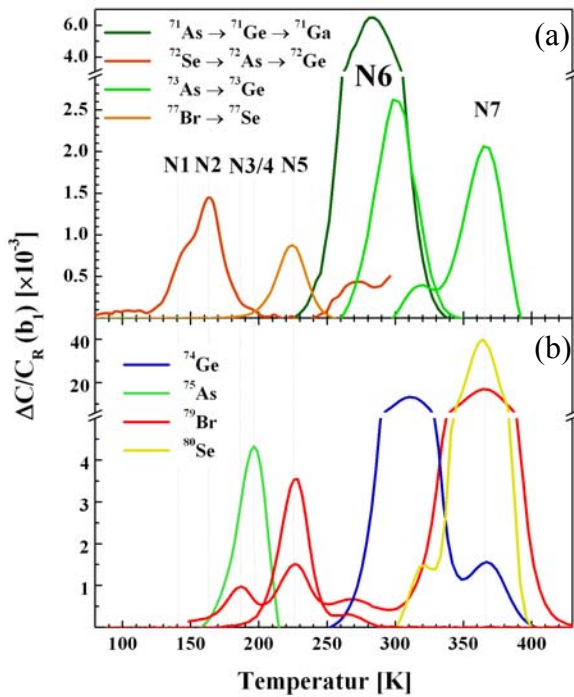


Abb. 3.45 DLTS-Signale der in n-Typ GaAs nach Implantation von sowohl radioaktiven (a) als auch stabilen Isotopen (b) detektierten Störstellen ($U_R = -2V$, $U_P = 0$ bzw. $-1V$, $\tau = 44$ ms).

aus Abb. 3.45 (b) die Lage der Störstellen entnehmen, welche sich nach Implantation der stabilen Isotope ^{74}Ge , ^{75}As , ^{79}Br und ^{80}Se in n-GaAs beobachten ließen. Die Werte für die Aktivierungsenergie E_T und den Wirkungsquerschnitt σ der entsprechenden Bandlückenzustände sind in Tabelle 3.9 zusammenfassend aufgelistet. Mit Ausnahme der Störstelle N6, wurden die Mittelwerte der aus den einzelnen Arrhenius-Auswertungen bestimmten Störstellenparameter angegeben. Im Fall des Bandlückenzustandes N6 war eine solche Vorgehensweise nicht möglich, da die Auswertung der in verschiedenen Spektren detektierten DLTS-Signale ebenso unterschiedliche Werte für die Aktivierungsenergie E_t und den Wirkungsquerschnitt σ ergab. Dies traf auch auf Ergebnisse zu, die nach Implantation identischer Isotope in GaAs unterschiedlicher Chargen gewonnen wurden (^{79}Br in Abb. 3.45). Insbeson-

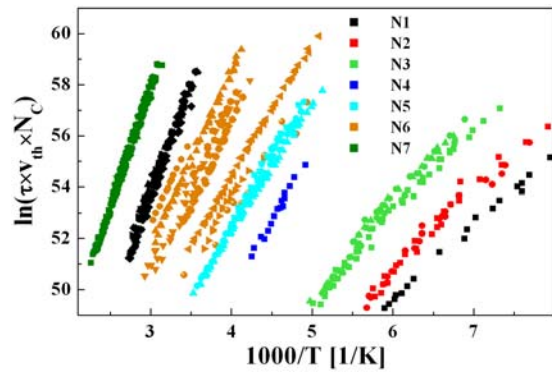


Abb. 3.46 Arrhenius-Geraden der in n-Typ GaAs gefundenen Störstellen N1-N7.

In Abb. 3.45 (a) ist eine Übersicht der DLTS-Spektren gegeben, welche im Verlauf der in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Radiotracer-Experimente unter Verwendung der radioaktiven Isotope ^{71}As , ^{72}Se , ^{73}As und ^{77}Br in n-Typ GaAs gemessen wurden. Im Vergleich dazu lassen sich

| | $E_C - E_t$ [eV] | σ [cm ²] | Literatur |
|-----------|------------------|-----------------------------|------------------|
| N1 | 0.26(2) | 7×10^{-15} | EL7 [Mar77] |
| N2 | 0.32(2) | 5×10^{-14} | EL6 [Mar77] |
| N3 | 0.37(2) | 3×10^{-14} | EL5 [Mar77] |
| N4 | 0.48(2) | 1×10^{-16} | — |
| N5 | 0.45(2) | 2×10^{-14} | — |
| N6 | 0.59-0.79(2) | 3×10^{-13} | EL3, EB4 [Mar77] |
| N7 | 0.82(2) | 1×10^{-13} | EL2 [Mar77] |

Tabelle 3.8 Aktivierungsenergien E_t und Wirkungsquerschnitte σ in n-Typ GaAs beobachteten Störstellen.

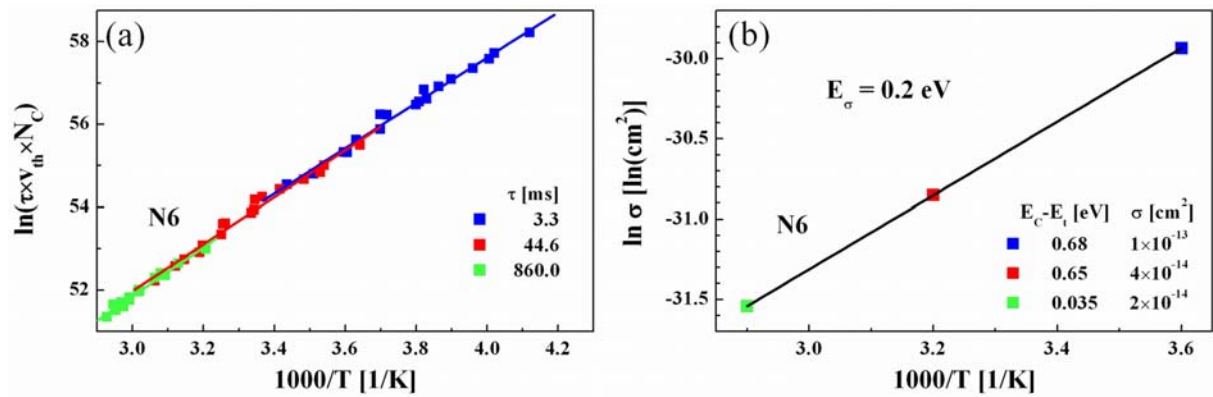


Abb. 3.47 (a) Arrhenius-Gerade der Störstelle N6. Die getrennte Auswertung der drei Zeitfenster ergibt unterschiedliche Werte für die Aktivierungsenergie E_t und den Wirkungsquerschnitt von N6 aufgrund der exponentiellen Temperaturabhängigkeit von σ , welche aus (b) ersichtlich wird.

dere schienen sich die Störstellenparameter von N6 in Abhängigkeit von der Existenz bzw. Konzentration des benachbarten EL2-Defektes (N7) stark zu verändern. Neben der in Abschnitt 3.2.4.2 beschriebenen Metastabilität wurde an der nach Implantation der radioaktiven Isotope ^{71}As und ^{73}As isoliert beobachteten Störstelle N6 eine starke, exponentielle Temperaturabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes festgestellt (Abb. 3.47). Die Aktivierungsenergie dieser Temperaturabhängigkeit ergab sich nach Gl. 2.8 zu $E_\sigma = 0.2$ eV, d.h. um diesen Wert wurde die aus diesen Spektren bestimmte Aktivierungsenergie verfälscht. Aufgrund dessen können den im Temperaturbereich zwischen 250 K und 350 K beobachteten DLTS-Signalen, welche hier unter N6 zusammengefasst wurden, keine einheitlichen Parameter zugeordnet werden. Insofern als aus den Beobachtungen im Verlauf der Elementumwandlung der radioaktiven Isotope ^{71}As , ^{72}Se und ^{73}As kein element-korrelierter Zusammenhang offensichtlich wurde, erscheint es jedoch als relativ unwahrscheinlich, dass nach Implantation zum Teil gleicher Elemente in n-Typ GaAs eine so große Anzahl vollständig verschiedener Defekte bzw. Defektkomplexe gebildet wird. Daher wurden alle DLTS-Signale, welche sich weder der Br-korrelierten Störstelle N5 noch dem EL2-Defekt (N7) zuordnen ließen, zunächst als zu einem Bandlückenzustand (N6) gehörig betrachtet. Eine mögliche Unterscheidung der Störstellen wird in Kapitel 3.4 diskutiert.

3.3 Untersuchung zur Erzeugung von Eigendefekten in GaAs

3.3.1 Einführung

Zur weiteren Untersuchung der in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Beobachtungen wurden die radioaktiven Isotope ^{24}Na ($\rightarrow ^{24}\text{Mg}$, $T_{1/2} = 15 \text{ h}$) und ^{42}K ($\rightarrow ^{42}\text{Ca}$, $T_{1/2} = 12.4 \text{ h}$) in sowohl p- als auch n-Typ GaAs implantiert. Diese Isotope wurden aufgrund der hohen mit ihren Elementumwandlungen verbundenen Rückstoßenergien gewählt, wobei ihre Zerfallsketten im Gegensatz zu den in Kap. 3.2 angewandten Isotopen keine Eigenatome des Wirtskristalls involvieren. Darüber hinaus handelt es sich bei deren Tochter-Isotopen ^{24}Mg und ^{42}Ca um Gruppe II-Elemente, die im GaAs als flache Akzeptoren wirken und mit deren Dotierung keine Erzeugung tiefer Bandlückenzustände verbunden ist.

In den Abb. 3.48 und 3.49 sind die Zerfallsschemata der radioaktiven Isotope ^{24}Na und ^{42}K dargestellt. Danach findet die Elementumwandlung beider Isotope über einen β^- -Zerfall statt, wobei ein Neutron in ein Proton umgewandelt wird. Dieser Prozess wird begleitet von der Emission eines Elektrons e^- und eines Antineutrinos $\bar{\nu}$, infolge dessen wiederum deren

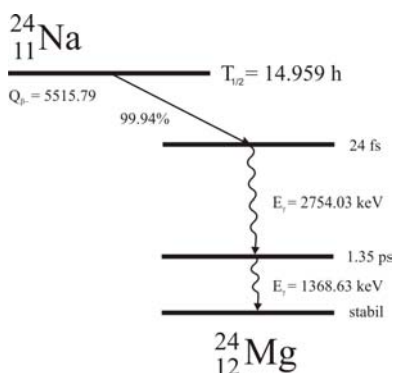


Abb.3.48 Auszüge aus dem Termschema des radioaktiven Zerfalls von ^{24}Na zum ^{24}Mg [Led78].

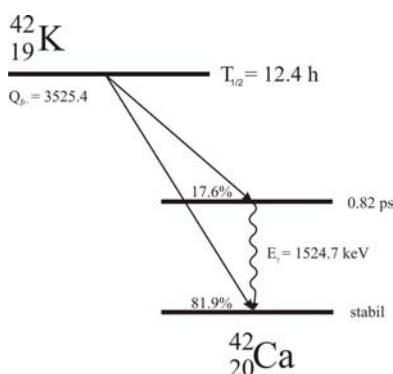


Abb.3.49 Auszüge aus dem Termschema der Elementumwandlung des ^{42}K zum ^{42}Ca [Led78].

Impulsübertrag auf den entstehenden Tochterkern berücksichtigt werden muss. Im Verlauf der Elementumwandlung des Isotops ^{24}Na wird durch den β^- -Zerfall ($Q_{\beta^-} \approx 5516 \text{ keV}$) zunächst ein angeregtes Kern-Niveau des Tochterelements ^{24}Mg bevölkert. Der Übergang in den Grundzustand erfolgt unter Emission zweier aufeinanderfolgender γ -Quanten ($E_{\gamma_1} = 2.8 \text{ MeV}$, $E_{\gamma_2} = 1.4 \text{ MeV}$). Dabei werden Rückstoßenergien zwischen 42 eV (γ_2) und 168 eV (γ_1) bzw. maximal 75 eV (β^-) infolge des Beta-Zerfalls auf den entstehenden ^{24}Mg -Kern übertragen.

Nach Abb. 3.49 führt der radioaktive Zerfall des ^{42}K zu 82% direkt in den Grundzustand des ^{42}Ca , was unter Berücksichtigung der Energie ($Q_{\beta^-} = 3525 \text{ keV}$), welche sich auf die dabei emittierten Teilchen aufteilt, in einer maximalen Rückstoßenergie von 204 eV resultiert, welche auf den entstehenden ^{42}Ca -Kern übertragen wird. Die verbleibenden 18% der radioaktiven Zerfälle des ^{42}K involvieren einen angeregten Kern-Zustand des ^{42}Ca , welcher unter Aussendung eines γ -Quants ($E_{\gamma} = 1.5 \text{ MeV}$) in den Grundzustand relaxiert.

Diese aufeinanderfolgenden Zerfalls-Ereignisse führen zu Rückstoß-Energien von maximal 50 eV hervorgerufen durch den β^- -Zerfall sowie weiteren 29.5 eV, welche aus der Emission des γ -Quants resultiert. Die infolge der Zerfallsprozesse freiwerdenden Energien liegen damit in einer Größenordnung, welche unter Berücksichtigung der geringen Massen der Tochteratome mit hoher Wahrscheinlichkeit zu deren Deplatziierung bzw. in der Folge möglicher Stosskaskaden zur Erzeugung weiterer intrinsischer Defekte führen wird.

3.3.2 Experiment

Für das Probenmaterial gilt das in Abschnitt 3.1.2 Gesagte. Die chemische als auch thermische Behandlung der GaAs-Proben nach der Implantation erfolgte analog der Beschreibung in dem genannten Kapitel mit dem Unterschied, dass bei diesem Experiment der Kontakt der Proben mit anorganischen Lösungsmitteln vollständig vermieden wurde. Dadurch wurde ein reproduzierbar positiver Effekt hinsichtlich der Stabilität der Schottky-Kontakte über den gesamten Zeitraum der daran durchgeführten DLTS-Messungen erreicht, woraus sich schlussfolgern lässt, dass unvermeidbare Rückstände von Kohlenwasserstoffen auf der Probenoberfläche die Kontaktchemie nachhaltig beeinflussen. Die Präparation der Metallkontakte wurde entsprechend Kap. 3.1.2 durchgeführt.

Implantation

Die Implantation der radioaktiven Isotope ^{24}Na und ^{42}K erfolgte an der ISOLDE/CERN. Um die Implantationstiefen mit dem der DLTS-Methode zugänglichen Tiefen-Messbereich in Übereinstimmung zu bringen, wurde für das Isotop ^{42}K die maximale Implantationsenergie von 280 keV und für das leichtere Isotop ^{24}Na eine Energie von 180 keV gewählt. Im Verlauf der sich der Implantation anschließenden thermischen Behandlung bei 850 °C schien jedoch insbesondere Natrium stark zu diffundieren, was sich durch einen hohen Verlust der in den Proben enthaltenen Aktivität des Isotops ^{24}Na bemerkbar machte. Aufgrund dessen wurde in einem weiteren Experiment das Isotop ^{24}Na ebenfalls mit einer Energie von 280 keV mit einer dem erweiterten Tiefenbereich entsprechend angepassten Dosis implantiert, um die Ausdif-

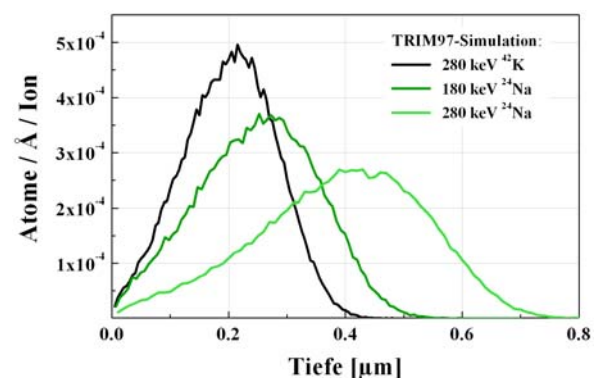


Abb.3.50 Implantationsprofile der Isotope ^{24}Na und ^{42}K berechnet mit TRIM97 [Zie85]. Die Einheit der Ordinate multipliziert mit der Implantations-Dosis ergibt die Konzentration implantierter Atome in Abhängigkeit von der Tiefe.

fusion des Elements während des Temperprozesses zu minimieren. Abb. 3.50 zeigt die mit TRIM97 berechneten Implantationsprofile der Isotope ^{24}Na und ^{42}K .

Die Implantationsdosen wurden aus einer der Implantation vorangegangenen Abschätzung der Isotopen-Ausbeute $Y = N_2 / N_1$ bestimmt: durch γ -spektroskopische Messungen an einer zuvor dem Ionenstrahl für eine feste Zeit t ausgesetzten Al-Folie wurde die Anzahl der darin enthaltenen radioaktiven Isotope N_1 ermittelt und mit dem während der Implantation gemessenen Teilchenstrom $N_2 = I \cdot t$ verglichen. Aus dieser Vorgehensweise wurden für das Isotop ^{24}Na Implantationsdosen von $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ($E = 180 \text{ keV}$) und $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ($E = 280 \text{ keV}$) für das Isotop ^{42}K von $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ abgeleitet. Die Implantationsdosen des ^{24}Na wurden aus Gründen des Strahlenschutzes reduziert. Ein Teil der Aktivität ging während der thermischen Behandlung durch die Diffusion der Isotope verloren, was sich anhand der Kontamination der zur Ausheilung genutzten RTA-Anlage feststellen ließ. Aus dem Vergleich der Aktivitäten der zur Probenhalterung und Heizung in der RTA eingesetzten Kohlenstoff-Bänder mit der Aktivität der Proben nach dem Temperprozess wurde dieser Verlust auf etwa 20-40 % abgeschätzt.

In den folgenden Kapiteln werden die DLTS-Messungen beschrieben, welche im Verlauf des radioaktiven Zerfalls der Isotope ^{24}Na ($\rightarrow ^{24}\text{Mg}$, $T_{1/2} = 15 \text{ h}$) und ^{42}K ($\rightarrow ^{42}\text{Ca}$, $T_{1/2} = 12.4 \text{ h}$) in sowohl p-Typ als auch n-Typ GaAs durchgeführt wurden. Die dargestellten Ergebnisse wurden sowohl bezüglich des Auftretens der einzelnen Störstellen als auch ihrer Zeitabhängigkeit übereinstimmend in beiden GaAs-Chargen beobachtet. Darüber hinaus zeigen die an den ^{24}Na -implantierten GaAs-Proben gemessenen DLTS-Spektren in Abhängigkeit von Implantations-Energie und -Dosis keine qualitativen Unterschiede.

3.3.3 Ergebnisse im p-Typ GaAs

Die nach der Implantation des Isotops ^{24}Na in p-Typ GaAs wiederholt aufgenommenen DLTS-Spektren enthalten die in den vorangegangenen Abschnitten als P4, P5, P7 und P8 bezeichneten Bandlückenzustände [Abb. 3.51 (a)]. Die Zuordnung basiert auf dem Überlapp der aus den jeweiligen DLTS-Daten bestimmten Arrhenius-Geraden. Dementsprechend stimmen die aus den hier gemessenen DLTS-Spektren abgeleiteten Störstellenparameter mit den in Tabelle 3.6 angegebenen Werten für die Aktivierungsenergie E_T und den Wirkungsquerschnitt σ überein. Im Verlauf der Elementumwandlung des ^{24}Na zum ^{24}Ca sind alle Störstellen zeitlichen Veränderungen unterworfen, welche allerdings erst ab der dritten Messungen zu beobachten sind. Die DLTS-Spektren, welche nach 5.4 d und nach 18.4 d gemessen wurden,

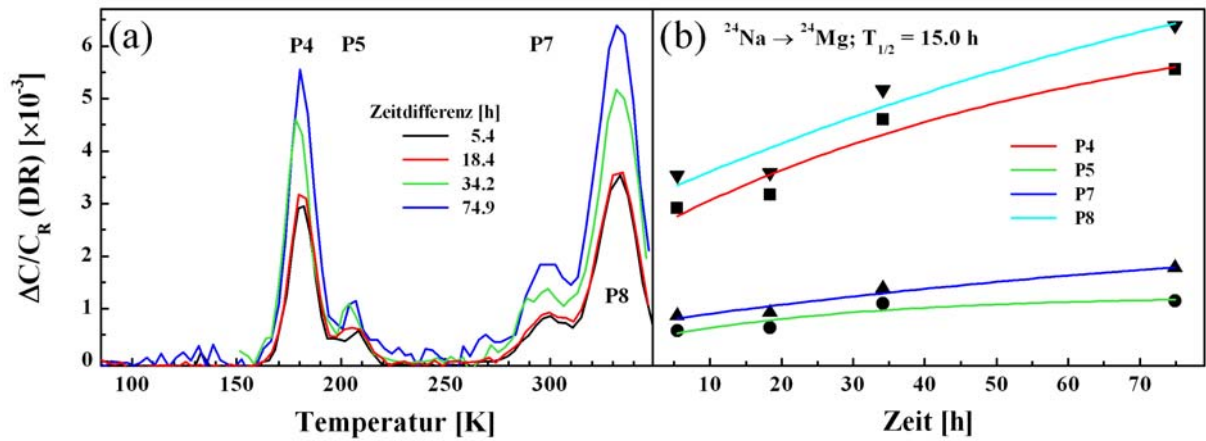


Abb.3.51 (a) DLTS-Spektren aufgenommen im Verlauf des radioaktiven Zerfalls des Isotops ^{24}Na in p-Typ GaAs ($U_R = 2 \text{ V}$, $U_P = 1 \text{ V}$, $\tau = 12.5 \text{ ms}$), (b) DLTS-Signalhöhen der Störstellen P4, P5, P7 und P8 in Abhängigkeit von dem zeitlichen Abstand zwischen den Messungen; die Zeitabhängigkeit zeigt keine Korrelation mit dem radioaktiven Zerfall des Isotops ^{24}Na .

sind im Rahmen der Messgenauigkeit identisch. Die Zeitabhängigkeit des sich im weiteren vollziehenden Anstiegs der Signalamplituden [Abb. 3.51 (b)] lässt sich für keine der Störstellen mit der Halbwertszeit des radioaktiven Zerfalls von ^{24}Na in Verbindung bringen. Eine Degradation der Schottky-Dioden als Ursache für die Veränderungen der DLTS-Spektren lässt sich jedoch anhand der Reproduzierbarkeit der Diodenkapazität sowie deren Temperaturabhängigkeit ausschließen. Insofern ist trotzdem ein Zusammenhang zwischen den beobachteten Konzentrationsänderungen und dem radioaktiven Zerfall von ^{24}Na wahrscheinlich; die fehlenden Korrelation mit der Zeitkonstante der Elementumwandlung kann zum Beispiel durch eine Überlagerung der zerfalls-bedingten Bildung der Defekte mit noch während der Messungen stattfindenden Diffusions- bzw. Ausheilmechanismen hervorgerufen, durch welche der sich fortsetzende Anstieg der beobachteten DLTS-Signale unter Messbedingungen begünstigt wird, obwohl der radioaktive Zerfall des Isotops ^{24}Na bereits abgeschlossen ist.

Die DLTS-Spektren, welche während des radioaktiven Zerfalls des Isotops ^{42}K in p-Typ GaAs gemessen wurden, sind in Abb. 3.52(a) gezeigt. Aus diesen ersichtlich wird das Auftreten von vier Störstellen, P1, P5, P7 und P8, welche infolge des radioaktiven Zerfalls des Isotops ^{42}K an Konzentration gewinnen. Obwohl insbesondere die zeitliche Veränderung der P1-Signalamplitude von der idealen exponentiellen Kurvenform [Abb. 3.52(b)] deutlich abweicht, scheint aufgrund der guten Übereinstimmung der gefitteten Zeitkonstanten mit der Halbwertszeit des ^{42}K -Zerfalls ein daraus abgeleiteter Zusammenhang zwischen dem radioaktiven Zerfall und der beobachteten Defekterzeugung dennoch gerechtfertigt. Die Zuordnung wird insbesondere durch die Tatsache unterstützt, dass die Konzentration der Störstellen P1, P5 und P7 nach dem Ende der Elementumwandlung des ^{42}K zum ^{42}Ca konstant bleibt. Der letzte Datenpunkt ($\Delta t = 315.9 \text{ d}$) wurde für den Fit der Halbwertszeiten mit hinzugezogen,

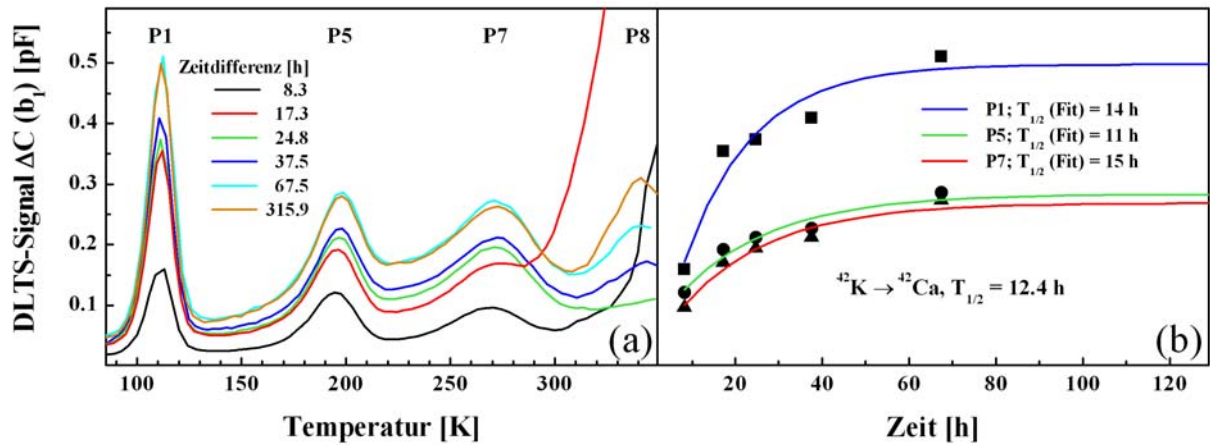


Abb.3.52 (a) DLTS-Spektren aufgenommen im Verlauf des radioaktiven Zerfalls des Isotops ^{42}K in p-Typ GaAs ($U_R = 2\text{ V}$, $U_P = 1\text{ V}$, $\tau = 44\text{ ms}$), (b) Signalhöhen der DLTS-Signale P1, P5 und P7 in Abhängigkeit von der zeitlichen Differenz zwischen den Messungen.

auch wenn er zugunsten einer besseren Übersicht aus der graphischen Darstellung in Abb. 3.52 (b) ausgeschlossen wurde. Die Störstelle P8 hingegen zeigt sowohl während des radioaktiven Zerfalls als auch danach ausgeprägte Veränderungen in Bezug auf Konzentration und Lage des DLTS-Signals, welche formal den in Verbindung mit den radioaktiven Isotopen ^{71}As (Kap. 3.2.3.2) und ^{72}Se (Kap. 3.2.3.3) in p-Typ GaAs beobachteten Effekten sehr ähnlich sind: nachdem die Anfangstemperatur des Tempscans bei der dritten Messung von 400 K auf 350 K reduziert wurde, erfährt das anfänglich auftretende DLTS-Signal P8b (vgl. Kap. 3.2.3.2) eine deutliche Reduktion seiner Amplitude, welche auch hier wieder mit der Umwandlung in einen neuen Bandlückenzustand P8a einhergeht. Im Gegensatz zu den in Verbindung mit der Elementumwandlung des Isotops ^{71}As in p-GaAs beschriebenen Beobachtungen (Kap. 3.2.3.2), zeigt die Umwandlung des Bandlückenzustandes P8 hier jedoch keinen Einfluss auf die Konzentrationen der Störstellen P5 und P7.

3.2.4 Ergebnisse im n-Typ GaAs

Die im Anschluss an die Implantation des Isotops ^{24}Na in n-Typ GaAs aufgenommenen DLTS-Spektren (Abb. 3.53) werden dominiert von der Existenz der Bandlückenzustände N6 und N7, deren Konzentration durch die in der Probe erfolgenden Zerfallsprozesse nicht beeinflusst wird. Im Gegensatz hierzu zeigen die nach Implantation des Isotops ^{42}K in n-Typ GaAs gemessenen DLTS-Spektren [Abb. 3.54(a)] die Existenz einer Reihe von Störstellen (N1-N3, N6 und N7), deren Konzentration im Verlauf der Elementumwandlung ausgeprägte Veränderungen erfährt. Mit Ausnahme des EL2-Defektes (N7), dessen Konzentration über die Dauer des gesamten Experimentes konstant ist, steigen die DLTS-Signale der Störstellen N1-N3 und N6 auf Zeitskalen der Halbwertszeit der Elementumwandlung von ^{42}K ($T_{1/2} = 12.4\text{ h}$) an [Abb. 3.54(b)]. Darüber hinaus werden die Konzentrationsänderungen in den DLTS-Spektren

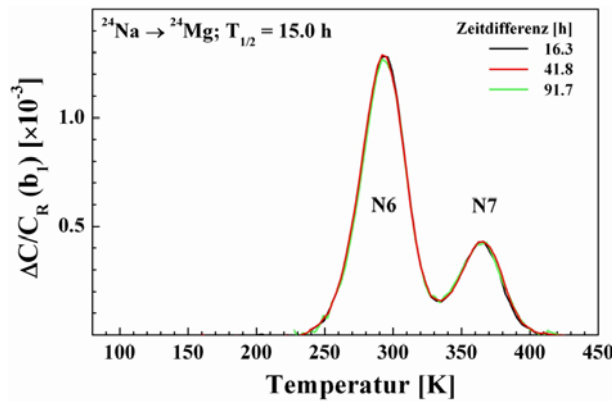


Abb.3.53 DLTS-Spektren gemessen nach Implantation des Isotops ^{24}Na in n-Typ GaAs ($U_R = -1\text{ V}$, $U_P = 0\text{ V}$, $\tau = 44\text{ ms}$).

[Abb. 3.54(a)] wiederum von der bereits nach Implantation des Isotops ^{71}As in n-Typ GaAs beobachtete Verschiebung des Signals N6 zu tieferen Temperaturen begleitet, wenngleich die Störstelle N6 hier im Gegensatz zu dem in Kapitel 3.2.4.1 beobachteten Verhalten einer Konzentrationszunahme unterliegt.

Die Tatsache, dass die durch die Elementumwandlung des Isotops ^{42}K in n-Typ GaAs erzeugten Störstellen N1-N3 und N6 auch im Zusammenhang mit der Implantation anderer Isotope in GaAs beobachtet werden

können (vgl. Kap. 3.2.3.5, Tabelle 3.8), lässt sich hinsichtlich der intrinsischen Struktur der mit diesen Störstellen verbundenen Defekte interpretieren. Ein weiterer Hinweis auf die umfangreiche Erzeugung intrinsischer Defekte infolge des radioaktiven Zerfallsprozesses ist das Auftreten des sogenannten U-Bandes, welches gewöhnlich in der Folge von Implantationsprozessen gebildet wird, sich jedoch durch eine thermische Ausheilung bei 550°C signifikant reduzieren lässt [Mar83]. Auf weiterführende Untersuchungen zur thermischen Stabilität der durch den radioaktiven Zerfall erzeugten Defekte musste hier in Ermangelung eines chemischen Ätzprozesses, welcher die Au-Kontakte für folgende Temperschritte entfernt, ohne die GaAs-Oberfläche selbst anzugreifen, verzichtet werden.

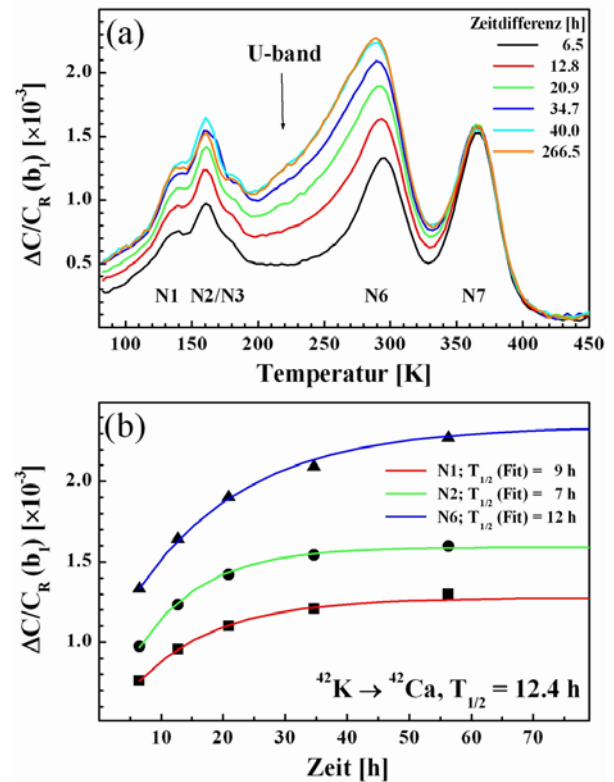


Abb.3.54 (a) DLTS-Spektren aufgenommen im Verlauf des radioaktiven Zerfalls des Isotops ^{42}K in n-Typ GaAs ($U_R = -1\text{ V}$, $U_P = 0\text{ V}$, $\tau = 44\text{ ms}$), (b) Signalhöhen der DLTS-Signale N1, N2 und N6 aufgetragen gegen die Zeitdifferenz nach der Implantation. Die unter Verwendung des radioaktiven Zerfallsgesetzes an die Kurven angepassten Zeitkonstanten zeigen mit der Halbwertszeit der Elementumwandlung $^{42}\text{K} \rightarrow ^{42}\text{Ca}$ eine gute Übereinstimmung.

3.4 Diskussion

Aufgrund der Vielfalt der im Zusammenhang mit der Elementumwandlung radioaktiver Isotope in GaAs beobachteten Störstellen, widmet sich der folgende Abschnitt hauptsächlich einem zusammenfassenden Vergleich sämtlicher Beobachtungen, wobei unter Berücksichtigung von DLTS-Daten aus der Literatur eine Zuordnung zu bekannten Defekten angeboten wird. Zugunsten einer verbesserten Übersicht wurden die in der Arbeit verwendeten Isotope nebst den Eigenschaften ihrer radioaktiven Zerfälle in der folgenden Tabelle zusammengefasst.

| X | $T_{1/2}$ | $E_{R_{\max}}$ [eV] | Y | $T_{1/2}$ | $E_{R_{\max}}$ [eV] | Z |
|------------------|-------------------|-------------------------------------|------------------|-----------------|-----------------------------|------------------|
| ^{77}Br | 57 h | 13 (EC) | ^{77}Se | | | |
| ^{71}As | 2.7 d (65.3 h) | 68% 25 (EC) 32% 15 (β^+) | ^{71}Ge | 11.2 d | 0.4 (EC) | ^{71}Ga |
| ^{72}Se | 8.5 d | 0.8 (EC) | ^{72}As | 1.1 d (26 h) | 68% 92 (EC) 17% 141 (EC) | ^{72}Ge |
| ^{73}As | 80.3 d | 0.9 (EC) | ^{73}Ge | | | |
| ^{24}Na | 15 h | 168 (γ), 75 (β^-) | ^{24}Mg | | | |
| ^{42}K | 12.4 h | 50 (γ), 204 (β^-) | ^{42}Ca | | | |

Tabelle 3.9 Vergleich der in der vorliegenden Arbeit genutzten radioaktiven Isotope hinsichtlich ihrer Halbwertszeiten $T_{1/2}$ sowie der infolge der Elementumwandlung $X \rightarrow Y \rightarrow Z$ auf die jeweiligen Tochterelemente maximal übertragenen Rückstoßenergien E_R . Bei den mit ($\beta^{-/+}$) gekennzeichneten Energien handelt es sich insofern um Maximalwerte, als dass sich die Energie beim $\beta^{-/+}$ -Zerfall auf die emittierten Positronen /Elektronen und (Anti)-neutrinos aufteilt; diese Maximalenergie würde nur in dem Grenzfall frei, wenn der gesamte Impuls allein auf das e^+/e^- übertragen würde.

3.4.1 Diskussion der Ergebnisse in p-Typ GaAs

Im Rahmen der in dieser Arbeit beschriebenen DLTS-Untersuchungen wurden in p-Typ GaAs acht Störstellen (**P1-P8**, Kap. 3.2.3) beobachtet. Eine Zuordnung der einzelnen Bandlückenzustände wurde auf Basis ihrer Eigenschaften versucht, da die aus den DLTS-Spektren abgeleiteten Störstellenparameter durch deren starke Feldabhängigkeit verfälscht werden. Diese Beobachtung teilen auch Auret und Nel [Aur85], welche im Verlauf von DLTS-Untersuchungen an p-GaAs bereits durch geringe Veränderungen der Sperrspannung eine ausgeprägte Verschiebung ihrer DLTS-Signale erzeugen. So wird vom Auftreten der Störstellen HL7 ($E_V + 0.35$ eV) und HL8 ($E_V + 0.52$ eV) ein Zusammenhang mit typischen Wachstumsbedingungen und Verunreinigungen von MBE-GaAs angenommen [Mit77]. Beide Störstellen wurden auch in dem in dieser Arbeit untersuchten p-GaAs der Charge C1 (Abb. 3.55)

gefunden und aufgrund ihrer Lage im DLTS-Spektrum den Störstellen **P2** und **P7** zugeordnet. In GaAs der Charge C2 ist die Störstellenkonzentration deutlich reduziert (Abb. 3.55). Bei diesen Wafern wurde zwischen Substrat und Schicht eine Multiquantwell-Struktur eingefügt mit dem Ziel, die Versetzungsdichte sowie die Konzentration an Verunreinigungen in der Epitaxie-Schicht maßgeblich zu reduzieren; dies ist offenbar gelungen. Allerdings treten in diesem Material häufig negative DLTS-Signale auf, deren Ausprägung eine starke Abhängigkeit von der Sperrspannung, dem gewählten Zeitfenster sowie der Füllpuls-Amplitude zeigt. Derartige Effekte werden von Grummt et al. [Gru90] auf Ladungsträgeremission aus den Hetero-Grenzflächen zurückgeführt.

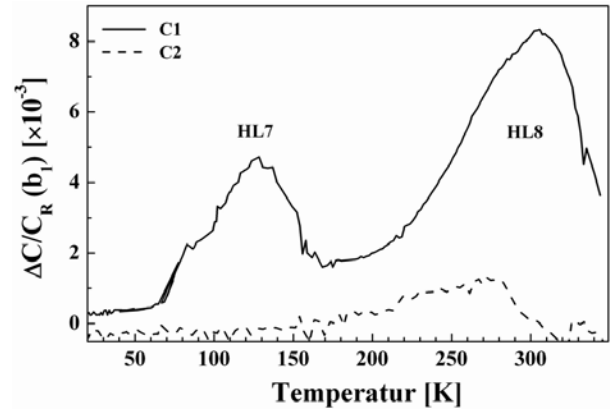


Abb. 3.55 DLTS-Spektrum aufgenommen an "as-grown" *p*-Typ GaAs ($U_R = 2\text{ V}$, $U_P = 0\text{ V}$, $\tau = 44\text{ ms}$). Die Zuordnung der DLTS-Signale erfolgte hier nach [Mit77].

Die Störstelle **P5** (HL11, [Mit77]) ist unter anderem von GaAs-Kristallen bekannt, welches aus einer Schmelze gezüchtet wurden [Mit77]. Dieser Defekt tritt neben der Störstelle P7 (HL8, [Mit77]) in ausnahmslos allen Spektren auf, welche im Rahmen dieser Arbeit implantiert sowie anschließend einer thermischen Behandlung unterzogen wurden. Darüber hinaus wird im Zusammenhang mit dem radioaktiven Zerfall der Isotope ^{24}Na und ^{42}K in *p*-Typ GaAs ein Anstieg der DLTS-Amplituden von P5 und P7 beobachtet. Beide Störstellen wurden auch von Auret und Nel [Aur85] in GaAs-Volumenkristallen gefunden und dort mit Verunreinigungen von Fe (P5) bzw. Cu (P7) in Verbindung gebracht.

Die an mit dem radioaktiven Isotop ^{71}As implantierten *p*-Typ GaAs gemessenen DLTS-Spektren zeigen die auch nach Implantation von ^{77}Br in *p*-GaAs beobachteten Störstellen P2, P4, P5 und P7. Im Gegensatz zu der in Verbindung mit dem letztgenannten Isotop während wiederholter DLTS-Messungen festgestellten Stabilität dieser Störstellen, steigt in den ^{71}As -implantierten GaAs-Proben die Amplitude des DLTS-Signals **P4** im Verlauf der Elementumwandlung des ^{71}As zum ^{71}Ga (über ^{71}Ge) an. Diese Beobachtung zeitabhängiger Konzentrationsänderungen, welche sich auf Zeitskalen in Übereinstimmung mit der Halbwertszeit der Elementumwandlung $^{71}\text{As} \rightarrow ^{71}\text{Ge} \rightarrow ^{71}\text{Ga}$ vollziehen, erlaubt zunächst nur eine eindeutige Zuordnung des DLTS-Signals P4 zu einem Ga-korrelierten Defekt.

Für eine Korrelation des beobachteten Bandlückenzustandes P4 ($E_V + 0.35\text{ eV}$) mit dem Ga-Antisite-Defekt ist der Verbleib des ^{71}Ga -Atoms auf dem As-Gitterplatz nach der Ele-

mentumwandlung eine notwendige Bedingung. Tatsächlich wird die Mehrzahl der radioaktiven Zerfälle des ^{71}As von einer Rückstoßenergie von 25 eV begleitet, welche auf den entstehenden ^{71}Ge -Tochterkern übertragen wird. Vergleicht man diesen Wert mit den Verlagerungsenergien der Elemente Ga und As in GaAs ($E_D(\text{Ga}) = 8.8 \text{ eV}$, $E_D(\text{As}) = 10.1 \text{ eV}$ [Bäu63]), ist davon auszugehen, dass die Elementumwandlung mit einem Gitterplatzwechsel des ^{71}Ge verbunden ist. Der verbleibende Anteil (32%) der ^{71}As -Isotope zerfällt jedoch über einen β^+ -Zerfall, welcher in einer kontinuierlichen Energieverteilung bis zu einer maximalen Rückstoßenergie von 15 eV resultiert. Weiterhin waren infolge des dreitägigen Zeitverzugs zwischen Implantation und thermischer Behandlung zum Zeitpunkt des Ausheilens nur noch 50% der ^{71}As -Isotope in den Proben präsent, während der Rest bereits zu ^{71}Ge zerfallen war. Zu berücksichtigen ist in diesem Zusammenhang weiterhin, dass aufgrund der unterschiedlichen Targetausbeuten und der begrenzten Massenauflösung des Ionen-Separators, ^{71}Ge bereits in signifikanten Konzentrationen ko-implantiert wurde. Die Rückstoßenergie, welche den Zerfall des ^{71}Ge begleitet, ist vernachlässigbar gering. Es ist demnach sehr wahrscheinlich, dass das beobachtete DLTS-Signal P4 von ^{71}Ga -Isotopen hervorgerufen wird, welche sich auf dem Gitterplatz befinden, den zuvor die Mehrzahl der ^{71}Ge -Mutterisotope innehatte.

Wie schon in Kapitel 3.2.2 beschrieben, ist die Bildung Ge-korrelierter Akzeptorzustände im Zusammenhang mit der auch hier genutzten Elementumwandlung $^{71}\text{As} \rightarrow ^{71}\text{Ge} \rightarrow ^{71}\text{Ga}$ von Magerle et al. [Mag97] bereits beobachtet worden. Nach Implantation des Isotops ^{71}As in GaAs verfolgen die Autoren seine Elementumwandlung mittels PL-Spektroskopie, wobei sich zunächst ein Anstieg eines FB (free-to-bound)-Überganges mit einer Energie von 1.479 eV beobachten lässt. Nach 5 Tagen erreicht die Intensität dieser PL-Linie ein Maximum und fällt im weiteren bis zum Ende des radioaktiven Zerfalls ab [Mag97]. Die Zeitkonstante der Konzentrationsänderungen stimmt unter Berücksichtigung der anfänglichen Bevölkerung des ^{71}Ge durch die zerfallenden ^{71}As -Isotope (Gl. 3.3) mit der Halbwertszeit des radioaktiven Zerfalls des ^{71}Ge ($T_{1/2} = 11.2 \text{ d}$) überein. Daher lässt sich die beobachtete PL-Linie eindeutig mit Ge in Verbindung bringen [Mag97]. Dieser $(e, \text{Ge}_{\text{As}})$ -PL-Übergang bei 1.479 eV wurde zuvor in zahlreichen PL-Messungen an Ge-dotiertem GaAs beobachtet ([Kis82], [Low85], [Gar85], [Sat89], [Kee91]), und von den Autoren übereinstimmend dem Ge-Akzeptor zugeordnet. Akzeptor-artiges Verhalten weist auf den Einbau des Ge auf dem As-Platz hin, wodurch eine Korrelation des in dieser Arbeit gefundenen Akzeptor-Zustandes bei $E_V + 0.35 \text{ eV}$ mit dem Ga-Antisite-Defekt Ga_{As} unterstützt wird.

Derselbe Bandlückenzustand (in Referenz [Mar92] als H01 bezeichnet) trat zuvor in DLTS-Experimenten an unter Ga-reichen Bedingungen gezüchteten LEC-GaAs auf. Wenn der Ga-Überschuss in der Schmelze einen gewissen Wert überschreitet, beobachten Marrakchi et al. [Mar92] das Verschwinden des DLTS-Signals H01 zugunsten des Auftretens einer weiteren Störstelle (H02) bei 0.23 eV oberhalb der Valenzbandkante. Yu et al. [Yu82b] ordneten einen Akzeptor-Zustand mit der Aktivierungsenergie von H02 dem zweiten Umladeniveau des Ga-Antisite-Defektes Ga_{As}^- zu. Für den dazugehörigen flachen Akzeptor-Zustand Ga_{As}^0 bei $E_V + 0.077$ eV [Yu82b] fanden Ta et al. [Ta82] eine Abhängigkeit seiner Konzentration vom Ga-Gehalt in der Schmelze allerdings nur bei ausreichend hohem Bor-Gehalt ($[\text{B}] > 9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) ihrer mittels LEC gezüchteten GaAs-Kristalle. In GaAs mit sehr geringen B-Verunreinigungen wurde kein Akzeptor-Zustand gefunden [Ta82]; hingegen wies dieses Material eine leichte n-Leitfähigkeit auf, was auf einen Zusammenhang dieses Doppelakzeptors ($E_V + 0.077$ eV, $E_V + 0.23$ eV) mit B statt mit Ga schließen lässt.

In dieser Arbeit wurde der Bandlückenzustand H02 nach Implantation von B in p-Typ GaAs nicht beobachtet [Abb. 3.31]. Die Implantationsdosen wurden zwar so gewählt, dass die resultierende Konzentration des B im untersuchten Tiefenbereich bis zu $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ betrug, allerdings muss man davon ausgehen, dass die thermischen Verhältnisse beim Ausheilen der GaAs-Proben denen in einer GaAs-Schmelze nicht vergleichbar sind, und damit die Bildung ausreichender Konzentrationen des B-Antisite-Defektes B_{As} unter den vorliegenden Bedingungen wahrscheinlich nicht begünstigt wurde. Darüber hinaus müsste die Konzentration des Bandlückenzustandes H02 mindestens in der Größenordnung $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ liegen, um sich in den bei diesem DLTS-Experiment verwendeten, vergleichsweise hoch-dotierten, GaAs-Proben beobachten zu lassen.

Insofern wird in der vorliegenden Arbeit eine Zuordnung des beobachteten Bandlückenzustandes ($E_V + 0.35$ eV) zum Ga-Antisite-Defekt Ga_{As} vorgeschlagen. Diese Interpretation wird unterstützt durch theoretische Berechnungen von Baraff und Schlüter [Bar85], welche für die Aktivierungsenergie des ersten Umladeniveaus Ga_{As}^0 einen Wert von 0.3 eV angeben; das zweite Umladeniveaus des Ga-Antisite-Defektes Ga_{As}^- läge nach Baraff und Schlüter bei $E_V + 0.6$ eV [Bar85]. Ein dem entsprechender Doppelakzeptor ($E_V + 0.4$ eV, $E_V + 0.7$ eV) wurde häufig in unter Ga-reichen Bedingungen gezüchteten LPE-GaAs beobachtet [Wan84] und wird von Wang et al. [Wan84] dem Ga-Antisite-Defekt zugeordnet.

Zwangsläufig stellt sich jedoch die Frage, warum der Ga-Antisite-Defekt in den PL-Experimenten von Magerle et al. [Mag97] nicht beobachtet werden konnte. Erklärbar ist diese

Diskrepanz der Beobachtungen zwischen PL- und DLTS-Experiment unter der Annahme, dass die Rekombination aus dem entsprechenden Bandlückenzustand strahlungslos erfolgt. In der Tat gehen Lang und Henry [Lan75a] nach umfangreichen Studien des Einfangverhaltens zahlreicher Defekte in GaAs und GaP davon aus, dass der Ladungsträgereinfang an Störstellen mit einem relativ hohen Wirkungsquerschnitt σ in der Größenordnung von $1 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ mit vergleichsweise weiträumigen Gitter-Relaxationen verbunden ist, welche einen strahlungslosen Übergang über einen Mutliphononen-Emissionsprozess (MPE, [Hua50]) begünstigen, bei dem die freiwerdende Energie vom Kristallgitter aufgenommen wird. Unter Berücksichtigung des für den beobachteten Bandlückenzustand P4 bestimmten Wirkungsquerschnittes ($\sigma = 8 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$) bietet sich eine solche Interpretation an.

Die Störstellen **P3** und **P6** werden in Übereinstimmung mit der in dieser Arbeit nach Bor-Implantation beobachteten Dosisabhängigkeit ihrer DLTS-Amplitude (Abb. 3.31, Kap. 3.2.3.4) in Elektronen-bestrahlten p-Typ GaAs gefunden [Sti85] und dementsprechend den Störstellen H1 (P3) und H2 (P6) ([Pon85], [Sti85]) zugeordnet. Nach einem Vorschlag von Stievenard et al. [Sti85] ist die Störstelle H1 mit einem $V_{\text{As}}\text{-As}_i$ -Paar korreliert, wohingegen P6 durch einen Defekt-Komplex bestehend aus einer As-Zwischengitteratom As_i und einer Verunreinigung verursacht wird. Beide Bandlückenzustände werden jedoch im Verlauf der mit hohen Rückstoßenergien verbundenen Elementumwandlung der Isotope ^{24}Na und ^{42}K nicht erzeugt.

3.4.2 Diskussion der Ergebnisse in n-Typ GaAs

In der vorliegenden Arbeit wurden durch DLTS-Experimente an n-Typ GaAs sieben Störstellen (**N1-N7**, vgl. Tabelle 3.8) identifiziert, welche mit Ausnahme der Störstelle N4 in Verbindung mit der Elementumwandlung mindestens eines radioaktiven Isotops aus Tabelle 3.9 zeitabhängige Veränderungen während wiederholter DLTS-Messungen erfahren. Bis auf den Bandlückenzustand N5, dessen Korrelation mit Br nachgewiesen wurde, konnte für alle diese Störstellen ein Zusammenhang mit den Elementen der jeweiligen Zerfallskette ausgeschlossen werden. Folglich handelt es sich bei den beobachteten Bandlückenzuständen um intrinsische oder mit typischen Fremdatomen korrelierten Defekte bzw. Defektkomplexe in GaAs.

Die Störstellen **N1** und **N2** treten ausschließlich nach Implantation der radioaktiven Isotope ^{42}K und ^{72}Se in n-GaAs auf. Bei beiden Isotopen ist die Elementumwandlung mit einem Konzentrationsanstieg dieser Störstellen verbunden, dessen Zeitabhängigkeit sich mit der Halbwertszeit des entsprechenden radioaktiven Zerfalls korrelieren lässt. Beiden Isotopen ist darüber hinaus gemein, dass ihre Elementumwandlung mit Rückstoßenergien in der Größen-

ordnung von 100 eV einhergeht. Daraus folgt, dass es sich bei den Bandlückenzuständen N1 und N2 sehr wahrscheinlich um Zerfalls-induzierte Defekte bzw. Defektkomplexe handelt.

Interessant ist in diesem Zusammenhang die Tatsache, dass sich N1 und N2 im Verlauf der Elementumwandlung des Isotops ^{24}Na nicht beobachten lassen (Abb. 3.53), obwohl auch bei dessen Zerfall die Rückstoßenergie infolge der Emission eines γ -Quants in derselben Größenordnung ($E_R = 168$ eV) liegt. Dieses Ergebnis stimmt überein mit Beobachtungen von Bollmann et al. [Bol04]: im Rahmen eines identischen DLTS-Experiments an n-Typ Si lässt sich nach Implantation des Isotops ^{42}K in Si die Erzeugung eines zerfalls-induzierten Defektes (A-Zentrum) verfolgen, während die Elementumwandlung des Isotops ^{42}Na auch in ihren Proben lediglich mit dem Anstieg Mg-korrelierter DLTS-Signale verbunden ist.

Zur Erklärung dieses Effektes bietet sich allein der Massenunterschied zwischen den Isotopen ^{42}Na , ^{42}K und ^{72}Se an. Demnach ist der Rückstoss des leichtesten Isotops ^{42}Na möglicherweise mit der Bildung von unter den Messbedingungen instabilen Defekten verbunden, welche im Anschluss an ihre Erzeugung sofort rekombinieren. Die Beobachtung des nicht mit der Halbwertszeit des ^{24}Na korrelierten Anstieges der DLTS-Signale in p-Typ GaAs (Abb. 3.51) widerspricht dieser Interpretation insofern nicht, als dass es sich bei den auftretenden Störstellen um Defektkomplexe handelt, welche noch nach dem Ende des radioaktiven Zerfalls wahrscheinlich durch den Zusammenschluss von Primärdefekten entstehen. Letztere werden in p-Typ GaAs bereits bei sehr geringen Bestrahlungsdosen erzeugt [Sti90]. Der Unterschied zu den Beobachtungen im n-Typ GaAs kann damit erklärt werden, dass in Abhängigkeit von der Lage der Fermi-Energie verschiedene Defektreaktionen bevorzugt werden ([Bar85], [Wal89]). Darüber hinaus kann in Abhängigkeit von der Ladung der erzeugten Defekte das elektrische Feld in der Raumladungszone des Schottky-Kontaktes deren sofortige Rekombination verhindern. Dies träfe insbesondere für die Defekte des Ga-Untergitters V_{Ga} und Ga_i zu, welche nach Berechnungen von Baraff und Schlüter [Bar85] gegensätzliche Ladungen tragen; ihre erfolgreiche Erzeugung durch Teilchen-Bestrahlung in GaAs wird auf Grund dieser Tatsache in der Literatur bezweifelt [Pon85]. Die komplementären Defekte des As-Untergitters V_{As} und As_i hingegen wirken beide als Donatoren [Bar85], wodurch sich die Wahrscheinlichkeit ihrer Detektierung erhöht.

Das DLTS-Signal N2 kann auf Grundlage seiner Störstellenparameter dem nach der Klassifikation von Martin et al. [Mar77] als EL6 bezeichneten Defekt zugeordnet werden. Diese Störstelle lässt sich tatsächlich immer infolge eines Bestrahlungsprozesses unter anderem in Verbindung mit Elektronen- [Eis92] und Protonen-Bestrahlung [Rou85] sowie nach Bor- [Sam86] und N- Implantation [Che00] in GaAs beobachten. In Protonen-bestrahlten GaAs

zeigt seine Konzentration eine lineare Dosis-Abhängigkeit [Tan96]. Vom EL6-Defekt (N2) ist weiterhin bekannt, dass für sein vollständiges Ausheilen eine Temperatur von 400°C [Bou84] benötigt wird. Als mögliche Zuordnung zum Bandlückenzustand N2 wird ein Defektkomplex bestehend aus dem As-Antisite-Defekt As_{Ga} und einer As-Leerstelle V_{As} vorgeschlagen [ShiT98]. Häufiger jedoch findet man in der Literatur Verweise auf einen Zusammenhang der Störstelle N2 mit Frenkel-Paaren auf dem As-Untergitter ($\text{V}_{\text{As}}\text{-As}_i$) ([Bou88], [Pon85]).

Weitaus seltener hingegen tritt in Verbindung mit Teilchenbestrahlung der Bandlückenzustand N1 auf. Auret et al. [Aur95a] finden die Konzentration ihrer Störstelle E α 3 (hier N1) in DLTS-Messungen nach Elektronen-Bestrahlung gegenüber seiner Erzeugung infolge Protonen- [Goo94a], Neutronen- [Aur93a] und He-Bestrahlung [Aur93b] deutlich reduziert. Im weiteren beobachten die Autoren einen Konzentrationsanstieg der durch He-Bestrahlung erzeugten Störstelle E α 3 (N1) im Verlauf thermischer Behandlungen bis 375 K [Goo94b] bzw. bereits infolge einer 14-tägigen Lagerung der Probe bei Raumtemperatur [Aur95b]. Darüber hinaus lässt sich das Auftreten dieses Bandlückenzustand durch Löcher-Injektion vollständig unterdrücken und im nachfolgenden Ausheilprozess oberhalb 190 K unter Sperrspannung erneut aktivieren [Aur95c]. Durch eine thermische Behandlung bei 500 K verschwindet die Störstelle E α 3 jedoch irreversibel [Goo94b]. Aus der beobachteten Metastabilität schließen Auret et al. [Aur95c] auf einen Zusammenhang zwischen dem Bandlückenzustand E α 3 (N1) und einem Defektkomplex, welcher in Verbindung mit der Si-Dotierung ihrer Proben steht. In Übereinstimmung damit beobachten Jorio et al. [Jor93] das Auftreten der Störstelle N1 nach 1 MeV-Neutronenbestrahlung von Si-dotierten GaAs bei Bestrahlungsdosen oberhalb von $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. In der vorliegenden Arbeit wird diese Interpretation durch die Beobachtung des Bandlückenzustandes N1 in ebenfalls Si-dotiertem n-GaAs unterstützt.

Die Störstellenparameter von N1 stimmen des weiteren überein mit denen eines von Martin et al. [Mar77] als EL7 bezeichneten Bandlückenzustandes (0.3 eV, $7 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2}$). Dieser wird typischerweise in „as-grown“ MBE-GaAs beobachtet [Kri97] und existiert auch in den in dieser Arbeit verwendeten, mittels MBE gezüchteten GaAs-Proben (Abb. 3.56) bereits im Anschluss an die Zucht in geringsten Konzentrationen. In den DLTS-Experimenten von Auret et al. [Aur95c] und Jorio et al. [Jor93] bedurfte es zur Beobachtung dieser Störstelle hingegen vergleichsweise hoher Bestrahlungsdosen. Unter Berücksichtigung der Tatsache, dass es sich bei ihren Proben um mittels MOCVD gezüchtete GaAs-Schichten handelte, liegt die Vermutung nahe, dass die Bildung des Defektkomplexes N1 (EL7) nicht nur durch Bestrahlung, sondern auch durch Wachstumsbedingungen, welche typisch für die MBE sind ($T_{\text{max}} = 650^\circ\text{C}$, $[\text{As}]/[\text{Ga}] > 1$), begünstigt wird.

Nach Implantation von ^{42}K in n-Typ GaAs wächst neben der Störstelle N2 bei 170 K die Amplitude eines weiteren DLTS-Signals N3 an [Abb. 3.54], welches zuvor bereits in den Spektren der ^{71}As - und ^{79}Br -implantierten GaAs-Proben (vgl. Kapitel 3.2.3.5, Abb. 3.45) auftrat. Die Störstellenparameter von N3 stimmen mit denen des Bandlückenzustandes EL5 überein, welcher häufig in „as-grown“ VPE- (Vapour Phase Epitaxy) beobachtet wird [Mar77]. Darüber hinaus lässt er sich durch Protonen- ([Tan96], [Bou02]) und Elektronen-Bestrahlung [Pon80b] erzeugen. Während isochroner Temperschritte an zuvor Protonen- bzw. Elektronen-bestrahltem GaAs beobachten sowohl Boudinov et al. [Bou02] als auch Pons et al. [Pon80b] einen Konzentrationsanstieg des DLTS-Signals EL5 (N3) bei Temperaturen höher als 250°C. Demzufolge ordnen beide Autoren die Störstelle EL5 (N3) einem ausgedehnten Defekt-Komplex zu.

Der Bandlückenzustand N5 bei 0.45 eV unterhalb der Leitungsbandkante wurde nur in Verbindung mit der Implantation radioaktiver (^{77}Br) oder stabiler Br-Isotope (^{79}Br) in n-Typ GaAs beobachtet und vermöge seiner auf Zeitskalen der Elementumwandlung des radioaktiven Isotops ^{77}Br erfolgenden Konzentrationsabnahme eindeutig einem Br-korrelierten Defekt zugeordnet.

Für das in der vorliegenden Arbeit mit N6 bezeichnete DLTS-Signal wurden aus verschiedenen Spektren Aktivierungsenergien zwischen $E_C - 0.59$ eV und $E_C - 0.79$ eV abgeleitet. Obwohl allein die nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{71}As in n-Typ GaAs bestimmten Störstellenparameter für den zunächst mutmaßlich in allen Proben identischen Defekt in Abhängigkeit von der Präsenz des EL2-Defektes über den angegebenen Energiebereich variieren (vgl. Abb. 3.36 in Abschnitt 3.2.4.1), ist davon auszugehen, dass zu dem beobachteten DLTS-Signal mindestens zwei voneinander geringfügig verschiedene Defekte bzw. Defekt-Komplexe beitragen. Dies deutet sich in den nach Rückstoßimplantation von ^{71}As in n-GaAs (C1) aufgenommenen DLTS-Spektren (Abb. 3.38, Kap. 3.2.4.2) bereits an.

Im Einzelnen werden in DLTS-Messungen nach Protonen- ([Rou85], [Tan96], [Bou02]) und Elektronen-Bestrahlung ([Pon85], [Sti90], [Kol94]) in n-GaAs einem Strahlungs-induzierten Defekt oder Defekt-Komplex (E4/EB4, [Mar77]) Aktivierungsenergien im Bereich zwischen 0.58 eV und 0.71 eV zugeschrieben. Die Konzentration dieses Bandlückenzu-

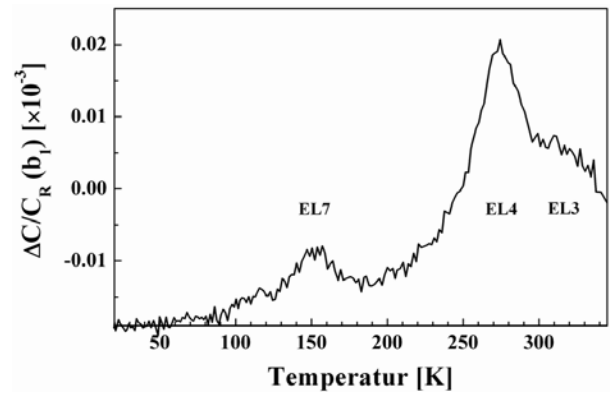


Abb. 3.56 DLTS-Spektrum aufgenommen an „as-grown“ n-Typ GaAs ($U_R = -2$ V, $U_P = 0$ V, $\tau = 44$ ms). Die Zuordnung der DLTS-Signale erfolgte hier nach [Mar77].

standes zeigt eine lineare Dosis-Abhängigkeit und lässt sich bereits bei Ausheiltemperaturen um 100°C deutlich reduzieren; durch eine thermischen Behandlung bei 500°C heilt der Defekt vollständig aus [Tan96]. Pons und Bourgoin [Pon85] schlagen eine Zuordnung ihres DLTS-Signals E4 zu einem Defekt-Paar aus V_{As} und As_i vor. Die moderate Ausheiltemperatur dieser Störstelle befürwortet dieses Modell, da einfache oder isolierte Punktdefekte bereits bei geringeren Temperaturen ausheilen können ([Pon85], [Bou88]).

Des weiteren werden in mittels verschiedenster Methoden (LCE [Tan83], LPE [Lan75b], VPE [Mar77], MBE [Day81] und MOVPE [Sam81]) gezüchteten GaAs-Schichten und -Volumenkristallen unabhängig von deren Dotierung Bandlückenzustände zwischen 0.58 eV (EL3, [Mar77]) und 0.76 eV [Sax01] unterhalb der Leitungsbandkante detektiert. Der EL3-Defekt lässt sich auch in dem in dieser Arbeit eingesetzten MBE-Material beobachten (Abb. 3.56). DLTS-Signale von Störstellen mit Aktivierungsenergien im Bereich derer des Bandlückenzustandes N6 werden darüber hinaus in der Literatur mit Sauerstoff-Verunreinigungen auf As-Gitterplätzen O_{As} [Kau80], Versetzungen [Wos89] und metastabilen, H-korrelierten Defektkomplexen ([Buc89], [Shi09]) in Verbindung gebracht.

Dementsprechend gehen die nach ^{71}As -Implantation in n-Typ GaAs durchgeführten DLTS-Experimente (vgl. Kap. 3.2.4) infolge der Elementumwandlung des ^{71}As zum ^{71}Ga mit widersprüchlichen Beobachtungen einher. Übereinstimmend wird in allen ^{71}As -implantierten GaAs-Proben der Bandlückenzustand N6 beobachtet, wobei dessen Konzentration im Verlauf des radioaktiven Zerfalls alternativ ansteigt (Abb. 3.34), abfällt (Abb. 3.35) oder sich zunächst verringert, zwischenzeitlich erhöht und wieder abfällt (Abb. 3.38). In beiden Spektren, die den EL2-Defekt (N7, [Mar77]) zeigen, steigt die Amplitude des DLTS-Signals N7 an, wobei sich die Zeitabhängigkeit der Konzentrationszunahme mit der Halbwertszeit des ^{71}As -Zerfalls in Verbindung bringen lässt (Abb. 3.37) oder auch nicht (Abb. 3.39). Im Gegensatz zu den zuvor beschriebenen Beobachtungen bleibt der Bandlückenzustand N7 (EL2) im Verlauf der Elementumwandlung des Isotops ^{42}K in n-GaAs stabil [Abb. 3.54(a)], während eine quantitative Auswertung der Zeitabhängigkeit der infolge des radioaktiven Zerfallsprozesses ansteigenden Konzentration der Störstelle N6 einen Wert für die Zeitkonstante der Defektbildung ergibt, welcher mit der Halbwertszeit des Isotops ^{42}K übereinstimmt [Abb. 3.54(b)].

Eine Interpretation der in ^{71}As -implantierten n-GaAs beobachteten Effekte wird demzufolge nicht nur durch die Tatsache erschwert, dass ein Teil der radioaktiven Zerfälle von Rückstoßenergien im Bereich von 25 eV begleitet wird. Dabei berücksichtigt werden muss auch, dass sowohl das radioaktive Mutterisotop ^{71}As als auch das stabile Tochterisotop ^{71}Ga Elemente des Wirtskristalls GaAs sind. Des weiteren sind zwischen einzelnen Proben präpa-

rationsbedingt Parameter wie die Dotierkonzentration, Implantationstiefe, Implantationsdosis sowie die Anfangstemperatur der DLTS-Messungen Veränderungen unterworfen. Darüber hinaus unterscheiden sich die Proben der verwendeten GaAs-Chargen bei diesem Experiment hinsichtlich der Existenz des EL2-Defektes (N7); dieser tritt nur in den etwas geringer dotierten Proben der Charge C2 auf. Die Dotierkonzentration zwischen beiden Chargen unterscheidet sich um etwa einen Faktor von zwei. Bei den Wafern der Charge C2 wurde zusätzlich zwischen Substrat und Schicht eine Multiquantenwell-Struktur eingefügt. Andere Wachstumsparameter wie die Substrattemperatur und das Konzentrationsverhältnis zwischen As und Ga wurden während der Schichtabscheidung hingegen nicht verändert. Variiert wurde weiterhin die Implantationstiefe insofern, als dass das Isotop ^{71}As zunächst an der ISOLDE/CERN mit einer Implantationsenergie von 260 keV in n-GaAs implantiert wurde. Die resultierende Reichweite der Ionen von $0.1\text{ }\mu\text{m}$ entspricht nicht der Messtiefe der DLTS-Methode, sodass nur der Ausläufer des Gauss-förmigen Implantationsprofils der DLTS-Messung zugänglich war. In einem ergänzenden Experiment wurde das Isotop ^{71}As durch Rückstoßimplantation in GaAs eingebracht, wodurch Implantationstiefen bis etwa $0.5\text{ }\mu\text{m}$ erreicht wurden.

Insofern darf man die beobachteten Konzentrations-Veränderungen der Störstellen N6 und N7 nicht nur mit der Elementumwandlung selbst oder durch den radioaktiven Zerfall provozierten Gitterplatzwechseln der beteiligten Elemente in Verbindung bringen, sondern muss darüber hinaus auch den Einfluss der Präparations- und Messbedingungen berücksichtigen. Erwähnt sei an dieser Stelle, dass sich bei allen gezeigten DLTS-Spektren die Sperrspannungs-Kapazität C_R der Schottky-Dioden sowie deren Temperaturabhängigkeit während des Experiments wenn überhaupt nur geringfügig veränderte, sodass die beobachteten Effekte auf Defektreaktionen in der Probe und nicht auf eine Veränderung des detektierten Tiefenbereiches durch eine etwaige Degradation der Dioden zurückzuführen sind.

Vergleicht man nur die Ergebnisse in den beiden Proben der Chargen C1 und C2, welche bei einer Energie von 260 keV mit ^{71}As implantiert wurden, so unterscheiden sich diese hinsichtlich des Auftretens des EL2-Defektes (N7) sowie der Richtung der Konzentrationsänderungen der Störstelle N6. Da die Aufnahme der DLTS-Spektren in beiden Fällen bei derselben Messtemperatur begonnen wurde, wird die beobachtete Diskrepanz im Verhalten der Störstelle N6 vermutlich durch den Einfluss des EL2-Defekts verursacht. In den Spektren, in denen die Störstelle N6 isoliert auftritt, steigt ihre Konzentration im Verlauf wiederholter DLTS-Messungen an. Dieser Konzentrationsanstieg korreliert jedoch nicht mit der Halbwertszeit des radioaktiven Zerfalls und setzt sich über das Ende der Elementumwandlung hin

fort. Im Gegensatz dazu reduziert sich die Amplitude des vom EL2-Defekt (N7) benachbarten DLTS-Signals N6 begleitet von einer Konzentrationszunahme von N7 (Abb. 3.35). Dies könnte man hinsichtlich der zerfalls-bedingten Erzeugung eines unter Umständen isolierten Defektes oder Defektpaares interpretieren, welches als Ergebnis einer Defektreaktion unter den Messbedingungen ($T = 400\text{ K}$) in Abhängigkeit von der Präsenz des EL2-Defektes zur Entstehung von N6 beiträgt oder durch eine Verbindung mit N6 unter Bildung eines neuen Defekt-Komplexes diesen reduziert.

Der beobachtete Konzentrationsanstieg des EL2-Defektes lässt sich damit zunächst nur schwer verstehen, da dieser mit As auf Ga-Plätzen (As-Antisite, As_{Ga}) in Verbindung gebracht wird, im Ergebnis der Elementumwandlung $^{71}\text{As} \rightarrow ^{71}\text{Ge} \rightarrow ^{71}\text{Ga}$ jedoch Ga entsteht. Berechnungen von Mattila und Nieminen zufolge [Mat95] ist die Erzeugung von Antisite-Defekten durch zentrale Stöße oberhalb einer Schwellenergie von 15 eV möglich. Da der beobachtete Anstieg der EL2-Defektkonzentration (N7) sehr gering ist, könnte der mit einer Rückstoßenergie von 25 eV verbundene radioaktive Zerfall des ^{71}As für diesen verantwortlich gemacht werden. Dagegen spricht jedoch die Tatsache, dass die Konzentration der Störstelle N7 infolge des mit wesentlich höheren Rückstoßenergien einhergehenden Zerfalls des radioaktiven Isotops ^{42}K keinen Anstieg erfährt. Von der Masse des Isotops ^{42}K als limitierendes Element kann ansichtig der Anzahl der im Zusammenhang mit seiner Elementumwandlung erzeugten Defekte nicht ausgegangen werden.

Eine anderes Modell, mit Hilfe dessen sich die Beobachtungen beschreiben ließen, basiert auf der Annahme der von Krambrock et al. ([Kra89],[Kra92],[Kra98]) vorgeschlagenen Struktur eines trigonalen Antisite-Paares $\text{As}_{\text{Ga}}\text{-Ga}_{\text{As}}$ als Zuordnung zum EL2-Defekt. Bezieht man die Aktivierungsenergie des im Zusammenhang mit dem Ga-Antisite-Defekt in p-Typ GaAs diskutierten zweiten Umladeniveaus Ga_{As}^- von 0.7 eV oberhalb der Leitungsbandkante [Wan84] in die Betrachtungen mit ein, so entspräche dieses der Lage der in n-Typ GaAs beobachteten Störstelle N6 ($E_{\text{Gap}}(\text{GaAs}) = 1.4\text{ eV}$ [INS90]). Insofern wäre unter dem Einfluss der erhöhten Messtemperatur eine Defektreaktion denkbar, im Verlaufe derer sich der durch die Elementumwandlung $^{71}\text{As} \rightarrow ^{71}\text{Ge} \rightarrow ^{71}\text{Ga}$ gebildete Ga-Antisite-Defekt Ga_{As} (N6) unter Zusammenschluss mit Rückstoß-induzierten As-Antisite-Defekten As_{Ga} [Mat95] ein Antisite-Paar $\text{As}_{\text{Ga}}\text{-Ga}_{\text{As}}$ (EL2) bildet. Diese Interpretation wird durch die Beobachtungen im p-Typ GaAs nach Rückstoßimplantation des radioaktiven Isotops ^{71}As (Abb. 3.28, Kap. 3.2.3.2) zumindest qualitativ unterstützt. In Abhängigkeit von der Messtemperatur erfolgt die Umwandlung des zuvor in seiner Konzentration angestiegenen Bandlückenzustandes P8a ($E_{\text{V}} + 0.71\text{ eV}$) in die Störstelle P8b ($E_{\text{V}} + 0.83\text{ eV}$) unter gleichzeitig deutlicher Reduktion

der dem in dieser Arbeit dem Ga-Antisite-Defekt Ga_{As}^0 zugeordneten Störstelle P4 ($E_V + 0.35 \text{ eV}$). Im Zusammenhang mit dieser Defektumwandlung wird ebenso die Verringerung der Konzentrationen der Störstellen P5 und P7 beobachtet, mit deren durch die Lage der Fermi-Energie begünstigten Anlagerung an den resultierenden Defekt-Komplex sich die gegenüber dem Ergebnis in n-GaAs erhöhte Aktivierungsenergie des erklären ließ.

Die nach Rückstoßimplantation des Isotops ^{71}As beobachteten Konzentrationsveränderungen der Störstellen N6 und N7 (Abb. 3.38/39) sind mit den zuvor beschriebenen Ergebnissen nur bedingt vergleichbar, da die Anfangstemperatur des DLTS-Tempscans bei den GaAs-Proben der Charge C1 um 50K höher und bei den C2-Proben um 100 K geringer war als bei den DLTS-Messungen an den an der ISOLDE mit ^{71}As implantierten GaAs-Proben. Der aufgrund der dem DLTS-Messbereich angepassten Implantationstiefe des ^{71}As und des veränderten thermischen Budgets zu erwartende Einfluss auf die Defekterzeugung und –Ausheilung führt unter anderem dazu, dass die Konzentration der mit N6 bezeichneten Störstelle trotz Abwesenheit des EL2-Defektes zunächst abnimmt (Abb. 3.38). Der anschließend erfolgende Anstieg der Störstelle N6 wird offenbar durch die Erzeugung eines anderen energetisch in unmittelbarer Nähe der anfänglich beobachteten Störstelle liegenden Defekt-Komplexes verursacht, welcher sich durch eine Stufe im DLTS-Spektrum bei etwa 280 K bemerkbar macht. In den beginnend bei 300 K aufgenommenen DLTS-Spektren der GaAs-Charge C2 wird ein nicht mit der Halbwertszeit des ^{71}As -Zerfalls korrelierter Anstieg der Amplituden beider DLTS-Signale N6 und N7 beobachtet, welcher aufgrund der deutlich verringerten Messtemperatur und der infolge der erhöhten Implantationstiefe verstärkten Defekterzeugung mit der zuvor angebotenen Interpretation in Einklang steht.

Darüber hinaus ist davon auszugehen, dass innerhalb des Bereiches der aus den DLTS-Spektren für N6 abgeleiteten Aktivierungsenergien mehrere verschiedene Störstellen existent sind. So ist der im Zusammenhang mit dem radioaktiven Zerfall der Isotope ^{42}K (Abb. 3.54) und ^{72}Se (Abb. 3.42) in n-GaAs beobachtete Anstieg des dort ebenfalls mit N6 bezeichneten DLTS-Signals auf die Erzeugung von Defekt-Komplexen zurückzuführen, welche mit der nach Protonen- [Bou02] bzw. Elektronenbestrahlung [Pon85] auftretenden Störstelle E4 vergleichbar sind. Selbiges gilt für die nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{73}As ($\rightarrow ^{73}\text{Ge}$, $E_{R_{\text{max}}} = 0.9 \text{ eV}$) beobachtete Störstelle N6 (Abb. 3.44), welche aufgrund der sehr geringen mit der Elementumwandlung verbundenen Rückstoßenergie keine zeitabhängigen Veränderungen erfährt. In Übereinstimmung mit den Beobachtungen in dieser Arbeit manifestiert dieser Bandlückenzustand E4 (N6) Berichten von Reddy et al. [Red98] zufolge eine stark ausgeprägte elektrische Feldabhängigkeit, welche die Autoren dem Einfluss von Tunnelprozessen zu-

schreiben. Demnach ist die starke Streuung der für den Bandlückenzustand N6 abgeleiteten Aktivierungsenergien (Abb. 3.47 in Kapitel 3.2.3.5) zum Teil auf den erheblichen Einfluss des elektrischen Feldes zurückzuführen, da bereits eine geringfügige Erhöhung der Probendotierung bzw. der Sperrspannung die Beschleunigung des Emissionsprozesses bewirkt. Reddy et al. [Red98] schätzten eine Aktivierungsenergie von 0.58 eV für Nullfeld-Bedingungen ab. Die aus allen den EL2-Defekt enthaltenden DLTS-Spektren abgeleiteten Arrhenius-Daten für den Bandlückenzustand N7 reproduzieren sich hingegen exakt (Abb. 3.46 in Kapitel 3.2.3.5). Eine von vielen Interpretation (siehe z.B. [Lai94]) für den EL2-Defekt entspricht dem isolierten As-Antisite-Defekt As_{Ga} [Kam85], bei dem es sich um einen Doppeldonor in GaAs handeln würde [Cha88a,b]. Nichtsdestotrotz wird seine Aktivierungsenergie durch die im Rahmen der DLTS-Messungen variierten Sperrspannungen praktisch nicht beeinflusst, was unter Berücksichtigung des Poole-Frenkel-Effekts jedoch zu erwarten wäre. Dieser Beobachtung wäre vereinbar mit einer Ladungsneutralität des zugehörigen Defekt-Komplexes, welche unter anderem durch die Annahme des von Krambrock et al. ([Kra89], [Kra92], [Kra98]) vorgeschlagenen Antisite-Paars $\text{As}_{\text{Ga}}\text{-Ga}_{\text{As}}$ gegeben wäre. Mithilfe dieses Defektmodells lässt sich insbesondere auch die in dieser Arbeit beobachtete Wechselwirkung zwischen der Störstelle N6 und dem EL2-Defekt N7 verstehen.

4. Untersuchungen zur p-Dotierung von GaN mit radioaktiven Isotopen

4.1 Einführung

Technologisch von hoher Bedeutung ist derzeit die Realisierung einer signifikanten p-Leitfähigkeit von GaN für die Herstellung von Halbleiter-Bauelementen. Dies zeigt sich als äußerst schwierig, da zusätzlich zur hohen Hintergrund-

n-Leitfähigkeit die hohe Ionisierungsenergie des am häufigsten eingesetzten Akzeptors Mg (210 meV [Göt99]) bei Raumtemperatur dem Erreichen einer nennenswerten Akzeptor-Konzentration entgegenwirkt.

Die während der MOCVD-Zucht in den Kristall eingebrachten Magnesium-Atome sind zudem noch durch Wasserstoff passiviert und müssen aufwendig durch Niederenergie-Elektronen-Bestrahlung [Ama89] oder Temperprozesse [Nak92] elektrisch aktiviert werden. Ausreichende Löcher-Konzentrationen werden nur dann erlangt, wenn die eingebrachte atomare Akzeptor-Konzentration den angestrebten Wert um zwei Größenordnungen überschreitet, wobei die Erhöhung der Mg-Konzentration auf jenseits 10^{20} cm^{-3} wiederum zu einer Verringerung der Löcher-Konzentration führt [Bou97].

Frühere theoretische Berechnungen sagten eine geringere Ionisierungsenergie für das Gruppe II-Element Beryllium voraus, welches folglich als aussichtsreicher Kandidat für die p-Dotierung von GaN eingeschätzt wurde ([Pöd96], [Ber97], [Mir98]). Zahlreiche optische und elektrische Untersuchungen an p-leitenden GaN - Schichten, welche entweder bereits während der MBE-Zucht¹ ([Sal96], [Dew97], [Sán98]) oder durch Ionenimplantation ([Ron98], [Sun00], [Nak02a]) mit Be dotiert wurden, lieferten jedoch stark variierende Werte für die mit der Be-Dotierung verbundene Ionisierungsenergie. Darüber hinaus erfahren diese Werte signifikante Änderungen, sobald die Be-Dotierung mit einer Sauerstoff-Ko-Dotierung verknüpft wird ([Plo98], [Nak03]). Jüngste theoretische Arbeiten geben Anlass zu der Vermutung, dass die aufgrund der Existenz interstitieller Atome [Neu98] oder der Bildung eines $(\text{Be-Be})_{\text{Ga}}$ -Donators ([vdW01], [Lat03]) hervorgerufene Kompensation der Akzeptoren für die bisher beobachtete geringe Effizienz der Be-Dotierung verantwortlich ist.

| | | | | | | | | | |
|----|----|----|-----|----|----|----|----|----|----|
| 4 | | 5 | | 6 | | 7 | | 8 | |
| | Be | | B | | C | | N | | O |
| 12 | | 13 | | 14 | | 15 | | 16 | |
| | Mg | | Al | | Si | | P | | S |
| 20 | | 31 | | 32 | | 33 | | 34 | |
| | Ca | | Ga | | Ge | | As | | Se |
| | II | | III | | IV | | V | | VI |

Abb. 4.1 Stellung der zur p-Dotierung von GaN gebräuchlichen Akzeptoren im Periodensystem der Elemente.

¹ Bisher konnten Be-dotierte Schichten nur mit der MBE gezüchtet werden, da für die Zucht mittels MOCVD keine Be-Precursor zur Verfügung stehen.

4.2 Experiment

In der vorliegenden Arbeit wurde sich diesem Problem wie bereits in den Kapiteln zuvor durch den Einsatz radioaktiver Isotope der gebräuchlichsten Dotieratome für p-Leitfähigkeit ^7Be ($\rightarrow ^7\text{Li}$; $T_{1/2} = 53.3\text{d}$) [Alb04] und ^{28}Mg ($\rightarrow ^{28}\text{Al} \rightarrow ^{28}\text{Si}$; $T_{1/2}(^{28}\text{Mg}) = 20.9\text{h}$, $T_{1/2}(^{28}\text{Al}) = 135\text{s}$) [Alb03b] in Radiotracer-Experimenten genähert, wobei n- und p-leitendem GaN nach Implantation der entsprechenden Isotope im Verlauf wiederholter DLTS- und erstmalig auch TAS-Messungen auf die Existenz von Be- bzw. Mg-korrelierten Bandlücken-Zuständen hin untersucht wurde.

A. Probenmaterial

Die untersuchten Proben waren kommerzielle GaN - Schichten, welche mit MOCVD (Fa. EMCORE) auf Saphir-Substraten gezüchtet wurden. Dabei handelte es sich zum einen um undotiertes GaN, welches n-Leitfähigkeit aufwies, sowie p-leitendes GaN, dessen Leitfähigkeit durch Zugabe von Mg während der Zucht erreicht wurde. Die Ladungsträger-Konzentration bei Raumtemperatur variierte in verschiedenen Proben zwischen $0.2\text{-}2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (n-Typ) bzw. $0.8\text{-}2 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ (p-Typ).

B. Probenreinigung

Zur Entfernung organischer Ablagerungen wurden die Proben jeweils vor den Implantationen zunächst wenige Minuten nacheinander in Dichlormethan, Aceton, Methanol und destilliertem Wasser mit Ultraschallbad-Unterstützung gereinigt. Im Anschluss daran wurden die GaN - Schichten 15-30 min in kochendem (80°C) Königswasser ($3 \times \text{HCl} : 1 \times \text{HNO}_3$) [Hac93] im Ultraschallbad geätzt, wodurch das während der Lagerung gebildete Oxid entfernt wurde. Um die Proben so weit wie möglich von eingelagertem Wasserstoff zu befreien und einen maximalen Anteil elektrisch aktiver Akzeptoren zu erreichen, wurden die GaN-Proben anschließend einer thermischen Behandlung bei 700°C für 45 min unter 200 mbar Stickstoff unterzogen, wonach im Verlauf der weiteren Präparation der Kontakt der Proben mit nass-chemischen Materialien auf ein Minimum reduziert wurde. Jeweils vor der Präparation der ohmschen bzw. Schottky-Kontakte machten sich weitere Ätzschritte (HF) zur Entfernung des Oxids notwendig, deren Dauer inklusive der nachfolgenden Spülung in destilliertem Wasser auf wenige Sekunden beschränkt wurde.

C. Implantation

Die Isotope ^7Be und ^{28}Mg wurden an der ISOLDE am CERN in sowohl n- als auch p-leitende GaN - Schichten implantiert. Vermöge der langen Halbwertszeit des Isotops ^7Be ($T_{1/2} = 53.3$ d) erfolgte seine Implantation off-line aus einem zuvor am Paul-Scherrer-Institut (PSI) durch Protonenbestrahlung aktivierten Graphit-Target [Kös03]. Das kurzlebige Isotop ^{28}Mg ($T_{1/2} = 20.9$ h) hingegen wurde on-line durch 1.4 GeV - Protonenbeschuss eines Urkankarbid (UC_2)-Targets erzeugt. Unter Nutzung der Hochspannungs-Plattform [Haa97] wurde für beide Isotope wiederum eine Implantationsenergie von 260 keV erreicht, welche in einer Reichweite von 540 nm für ^7Be und 270 nm für ^{28}Mg resultierte; die in Abb. 4.2 dargestellten Implantationsprofile wurden mittels TRIM97 [Zie85] bestimmt.

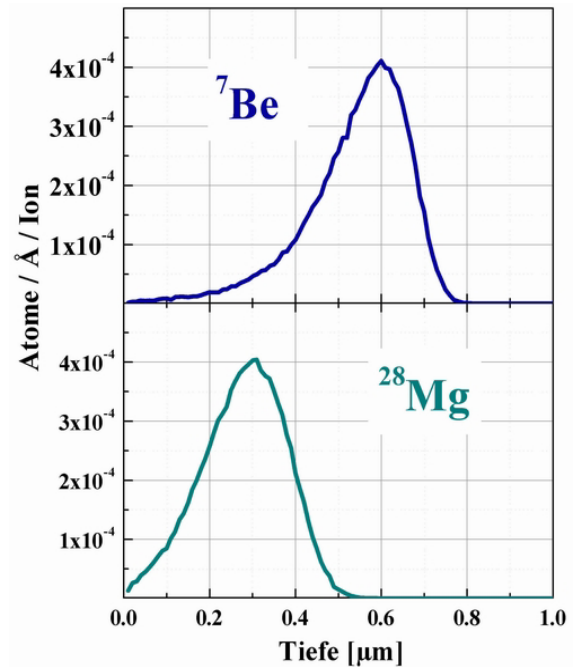


Abb. 4.2 Tiefen-Profile von ^7Be und ^{28}Mg nach Implantation mit einer Energie von 260 keV, die Einheit der Ordinate ist derart gewählt, dass sie multipliziert mit der Implantationsdosis die Konzentration der implantierten Spezies ergibt.

Die Implantations-Dosen wurden gemäß der durch die entsprechende Meßmethode vorgegebenen Anforderungen gewählt. Für die Untersuchung flacher Bandlückenzustände mit der Methode der TAS muss die intrinsische Ladungsträgerkonzentration überschritten, oder zumindest erreicht werden, da diese sonst das dominierende Signal darstellt. Die DLTS-Methode hingegen ist bereits auf Konzentrationen von Verunreinigungen zwischen 10^{-4} und 10^{-1} der flachen Dotierung empfindlich. Die im Anschluss an die Implantation durchgeführten γ -spektroskopischen Messungen ergaben für die Implantations-Dosen der ^7Be -Atome $1\text{--}6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ in Proben, welche für DLTS präpariert wurden bzw. $1.5\text{--}7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ in Proben, welche mittels TAS untersucht werden sollten. Nach der Implantation des kurzlebigen Isotops ^{28}Mg wurde auf γ -Spektroskopie-Messungen zugunsten einer zügigen Proben-Präparation verzichtet. Es wurde jedoch eine Abschätzung der implantierten ^{28}Mg -Aktivität getroffen unter Nutzung des K_γ -Faktors, welcher die Dosis-Rate \dot{H} mit der Aktivität A gemäß $\dot{H} = k_\gamma \cdot \frac{A}{r^2}$ mit $k_\gamma(^{28}\text{Mg}) = 0.53 \frac{\mu\text{Sv/h} \cdot \text{m}^2}{\text{GBq}}$ in Verbindung bringt. Auf diese Weise wurde die ^{28}Mg -Dosis in verschiedenen Proben auf $0.5\text{--}2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ geschätzt. Signifikant höhere ^{28}Mg -Dosen konnten aufgrund der geringen

Ausbeute an ^{28}Mg an der ISOLDE und der kurzen Halbwertszeit des Isotops ($T_{1/2}(^{28}\text{Mg}) = 20.9\text{h}$) nicht erreicht werden.

D. Thermische Aktivierung

Im Anschluss an die Implantation erfolgte die elektrische Aktivierung der implantierten Atome durch eine 15-sekündige Temperung bei 1000°C unter 200 mbar Stickstoff in einer RTA-Anlage.

E. Kontaktpräparation

Da die GaN-Schichten auf einem elektrisch nicht leitfähigen Substrat – Saphir – gewachsen waren, wurden die ohmschen Kontakte entlang der Peripherie der Probenoberfläche, wie in Abb. 4.3 gezeigt, derart präpariert, dass ihre Kontaktfläche zugunsten eines niedrigen Serienwiderstands maximiert wurde. Als Kontaktmaterial auf n-Typ GaN kam eine Doppelschicht bestehend aus Titan und Gold zum Einsatz. Im Verlaufe des sich anschließenden Ausheilschrittes bei 650°C für 30 s in Stickstoff-Atmosphäre reagiert das Titan mit dem Stickstoff aus der GaN-Oberfläche zu einem leitenden Titannitrid [WuK98]; das darüber befindliche Metall dient der Reduzierung des metallischen Flächenwiderstandes des ohmschen Kontakts [Lut98].

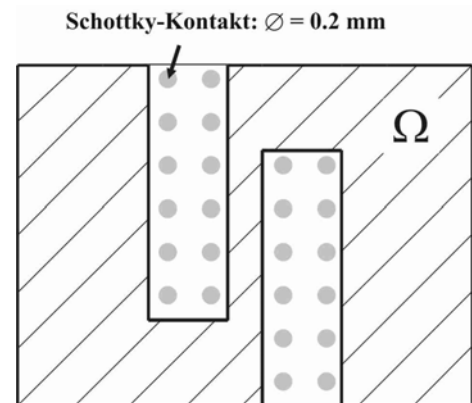


Abb. 4.3 schematische Darstellung der Probengeometrie.

Hierfür Gold zu wählen bot den Vorteil, dass der Kontakt durch den im Anschluss an die reaktive Kontaktbildung erforderlichen HF-Ätzschritt zur Entfernung des Oxids nicht angegriffen wurde. Mit einem solchen $\text{Ti}(250\text{ nm})/\text{Au}(750\text{ nm})$ -Kontakt auf n-Typ GaN ließen sich lineare Strom-Spannungs-Kennlinien mit einem Anstieg in der Größenordnung von $1\text{ k}\Omega$ erreichen. Auf p-Typ GaN wurden ohmsche Kontakte durch großflächiges Auftragen eines bei Raumtemperatur flüssigen InGa-Eutektikums realisiert. Für die Präparation der Schottky - Kontakte auf GaN machte es sich notwendig, den Kontaktdurchmesser von 0.5 mm auf 0.2 mm zu reduzieren, da die Schottky-Dioden sonst aufgrund der hohen Versetzungsdichte der Kristalle zu hohe Sperrströme aufwiesen. Durch die Reduktion der Kontaktfläche um einen Faktor von etwas mehr als sechs ließen sich die Sperrströme um bis zu sechs Größenordnungen verringern. Als Kontaktmetall für die Schottky - Kontakte auf n- und p-Typ GaN wurde Gold gewählt. Diese Kontakte verblieben bis zu der maximalen Messtemperatur von 650 K thermisch stabil, wenngleich im Zusammenhang mit Gold als Kontaktmetall auf GaN auch schon ein ohmsches Verhalten - allerdings nach einer thermischen Behandlung

von 850 K - beobachtet wurde [For93]. Die Gold-Kontakte wurden unter Verwendung von lithographisch hergestellten Lochmasken durch thermisches Aufdampfen auf die Probenoberfläche aufgebracht.

4.3 Ergebnisse

4.3.1 ^7Be in GaN

In den folgenden Kapiteln werden die Ergebnisse dargestellt, welche nach Implantation der radioaktiven Isotope ^7Be ($\rightarrow ^7\text{Li}$; $T_{1/2} = 53.3$ d) und ^{28}Mg ($\rightarrow ^{28}\text{Al} \rightarrow ^{28}\text{Si}$; $T_{1/2}(^{28}\text{Mg}) = 20.9\text{h}$, $T_{1/2}(^{28}\text{Al}) = 135\text{s}$) in GaN gewonnen wurden. Dabei wurde zur elektrischen Charakterisierung der Bandlückenzustände erstmalig auch die Methode der TAS, welche sich auf die Detektierung flacher Störstellen konzentriert, mit dem Radiotracer-Konzept kombiniert [Alb04]. Die Implantationsdosen des ^7Be wurden der unterschiedlichen Nachweisempfindlichkeit der verwendeten Methoden angepasst (die geringe Ausbeute des Isotops ^{28}Mg ließ dies nicht zu). DLTS-Spektren wurden ausschließlich an n-Typ GaN gemessen, da aufgrund der hohen Aktivierungsenergie des Mg-Akzeptors (210 meV [Göt99]) die Kapazität auf p-Typ GaN präparierter Schottky-Dioden bereits bei Raumtemperatur für die Anwendbarkeit der im Rahmen dieser Arbeit genutzten C-DLTS-Methode nicht ausreicht. Die Aussagekraft der zur elektrischen Charakterisierung tiefer Störstellen in p-Typ GaN eingesetzten Methode der I-DLTS leidet oft unter dem Einfluss hoher Sperrströme von Schottky-Dioden [Nak02b]. Eine Alternative stellt die elektrische Charakterisierung von n^+p -Dioden dar ([Nak01], [Göt96a]) welche jedoch aufgrund der Tiefe der Raumladungszone für eine Implantation der Sonden ungeeignet sind

4.3.1.1 Ergebnisse in n-Typ GaN

In Abb. 4.4 (a) sind die an mit hohen Dosen ($D = 7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) des radioaktiven Isotops ^7Be implantierten n-GaN aufgenommenen TAS-Spektren dargestellt: es lassen sich drei Kapazitätsstufen I-III beobachten, aus deren Frequenzabhängigkeit nach Pautrat et al. [Pau80] die in Tabelle 4.1 angegebenen Aktivierungsenergien bestimmt wurden. Im Verlauf wiederholter Messungen ist der Bandlückenzustand II zeitabhängigen Veränderungen unterworfen, welche anhand der temperaturabhängigen Aufnahme der Sperrspannungs-Kapazität während parallel durchgeführter DLTS-Messungen bei $U_R = -2$ V verfolgt wurden [Abb. 4.4(b)]. Die so gewonnenen Spektren entsprechen einer TAS-

| | I | II | III |
|--------------------------|-----|-----|-----|
| $E_C - E_t [\text{meV}]$ | 225 | 390 | 590 |

Tabelle 4.1 Aktivierungsenergien E_t der nach ^7Be -Implantation in n-Typ GaN mittels TAS gefundenen Bandlücken-Zustände.

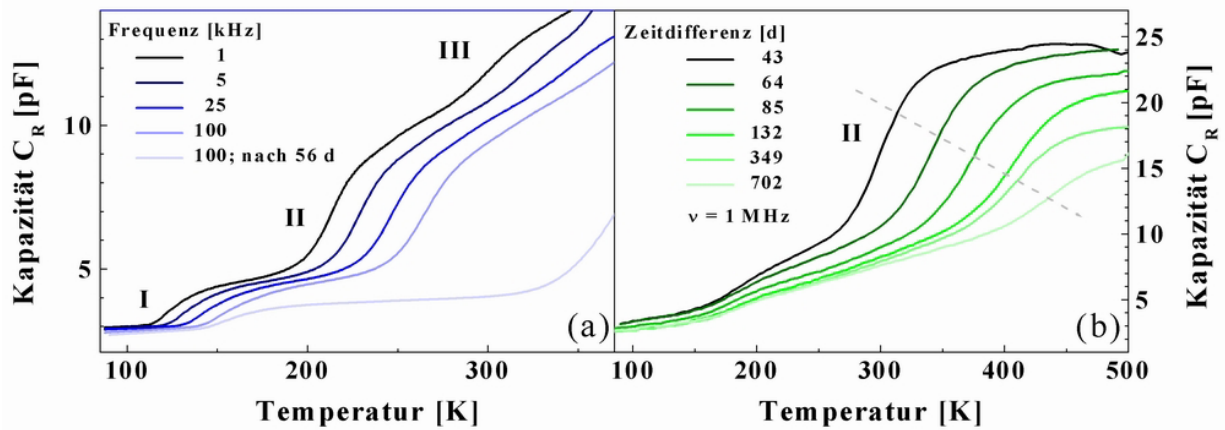


Abb. 4.4 (a) TAS-Spektren gemessen an n-Typ GaN nach Implantation des radioaktiven Isotops ^7Be ($D = 7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $U_R = 0 \text{ V}$); (b) Zeitabhängigkeit der Sperrspannungs-Kapazität C_R gemessen während der Aufnahme der DLTS-Spektren bei $U_R = -2 \text{ V}$ und 1 MHz .

Messung bei einer Frequenz von 1 MHz . Zum Nachweis, dass die in Abb. 4.4 (b) beobachtete Zeitabhängigkeit der Störstelle II zuzuordnen ist, wurde dieser Datenpunkt der aus den TAS-Spektren in Abb. 4.4 (a) ermittelten Arrhenius-Gerade beigelegt. (Abb. 4.5). Unter Berücksichtigung der durch das elektrische Feld in der Raumladungszone hervorgerufenen Be-

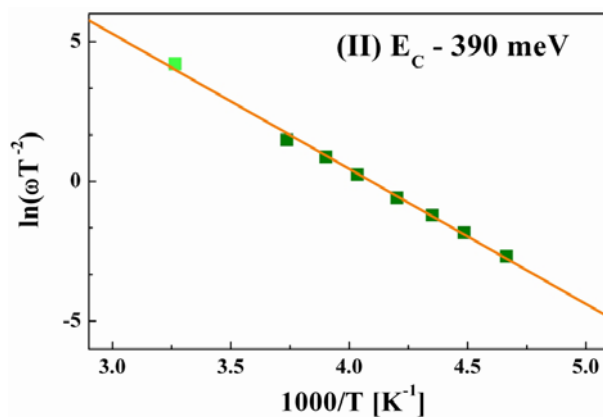


Abb. 4.5 Arrhenius-Auswertung der Störstelle II. Der aus Abb. 4.4(a) ermittelte Datenpunkt für eine Frequenz von 1 MHz liegt in guter Näherung auf dieser Gerade.

schleunigung des Emissionsprozesses aus einem Donator-Zustand in einem n-Typ Halbleiter (Poole-Frenkel-Effekt, [Fre38]), welche eine verringerte Aktivierungsenergie für die bei einer Sperrspannung von $U_R = -2 \text{ V}$ gemessene Störstelle gegenüber der bei $U_R = -0 \text{ V}$ durchgeführten TAS-Messungen nach sich zieht, zeigt der aus Abb. 4.4 (b) gewonnene Datenpunkt eine guter Übereinstimmung zu der Arrhenius-Gerade der Störstelle II.

Gemäß Abb. 4.4 (a) manifestiert sich das Verschwinden der Störstelle II nicht nur in einer Reduzierung der Kapazitätsstufenhöhe; die Konzentrationsveränderungen sind mit einer Verschiebung der Kapazitätsstufe zu höheren Temperaturen verbunden, wodurch eine scheinbare Erhöhung der Aktivierungsenergie des Donator-Zustandes während des radioaktiven Zerfalls des ^7Be zum ^7Li angedeutet wird. Aufgrund des durch Gl. 2.2 widergegebenen Zusammenhangs zwischen der Konzentration der freien Ladungsträger und der Weite der Raumladungszone eines Schottky-Kontaktes, wird durch signifikante Änderungen der Donator-Konzentration die quantitative Vergleichbarkeit verschiedener TAS-Spektren nachhaltig beeinflusst.

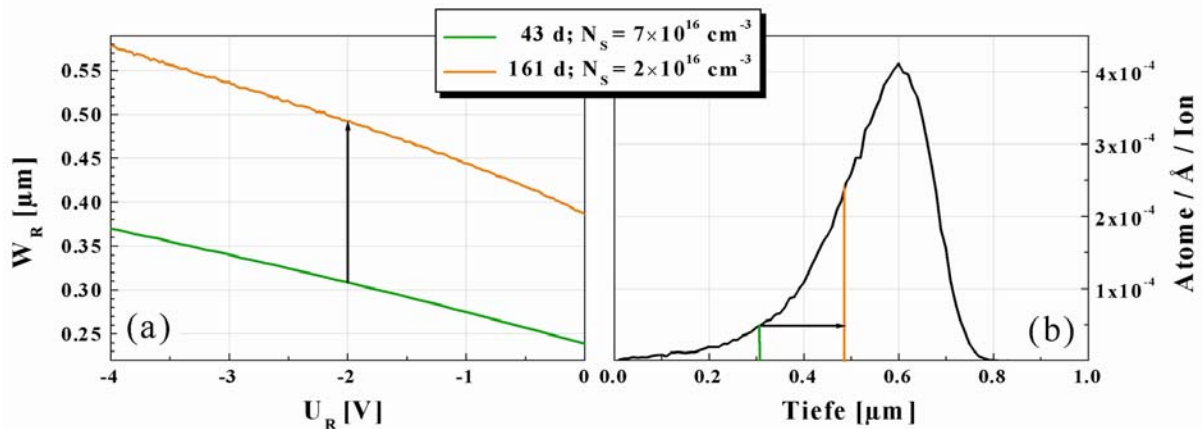


Abb. 4.6 (a) Abhängigkeit der Weite der Raumladungszone von der Sperrspannung ermittelt durch CV-Messungen jeweils vor Beginn einer DLTS-Messungen ($U_R = -2 \text{ V}$), (b) Implantationsprofil des ^7Be im Vergleich zu den infolge der zerfallsbedingten Ladungsträgerreduktion veränderten Messtiefen.

Im Detail ergeben die jeweils bei 300 K durchgeführten CV-Messungen eine Reduzierung der effektiven Ladungsträger-Konzentration von $7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ auf $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ im Verlauf des radioaktiven Zerfalls von ^7Be zu ^7Li , wodurch die Verbreiterung der Raumladungszone von anfänglich 240 nm auf 380 nm verursacht wird [Abb.4.6 (a)]. Die entsprechende Messtiefe bei einer Sperrspannung von -2 V verschob sich aufgrund dessen von etwa 300 nm nach 500 nm [Abb.4.6 (b)]. Demzufolge wird die durch den Zerfall der ^7Be -Atome hervorgerufene Verringerung des TAS-Signals überlagert durch die Erhöhung der zu diesem Signal beitragenden ^7Be -Konzentration aufgrund des Anstieges des Implantationsprofils. Darüber hinaus gibt es keinen einfachen Zusammenhang zwischen der aus einer TAS-Messung bestimmten Kapazitätsstufenhöhe und der Defektkonzentration. Aus diesen Gründen wurde auf eine quantitative Auswertung der Zeitabhängigkeit der Konzentrationsveränderungen verzichtet. Durch die wiederholte Aufnahme von TAS-Spektren in Zeitintervallen, welche viel kürzer als die Halbwertszeit des radioaktiven Zerfalls waren, konnte eine mögliche Diffusion beweglicher Defekte unter Messbedingungen als Ursache für den beobachteten Abfall des TAS-Signals jedoch ausgeschlossen werden, da diese Spektren im Rahmen der Messgenauigkeit keine signifikanten Veränderungen aufwiesen. Aufgrund dessen zeigen die vorliegenden Daten eine Korrelation zwischen der verschwindenden Störstelle II und einem Be-korrelierten Donator-Zustand.

| | $E_C - E_t$ [eV] | σ [cm^2] | Literatur |
|----------|------------------|----------------------------|------------|
| A | 0.24(2) | 1×10^{-12} | — |
| B | 0.25(2) | 3×10^{-15} | E1[Hac93] |
| C | 0.55(2) | 5×10^{-16} | E[Hac93] |
| D | 0.67(2) | 2×10^{-15} | A[Loo01a] |
| E | 0.83(5) | 7×10^{-16} | A1[Loo01a] |
| F | 1.22(5) | 6×10^{-14} | — |

Tabelle 4.2 Aktivierungsenergien E_t und Wirkungsquerschnitte σ der nach ^7Be -Implantation in n-Typ GaN gefundenen Störstellen.

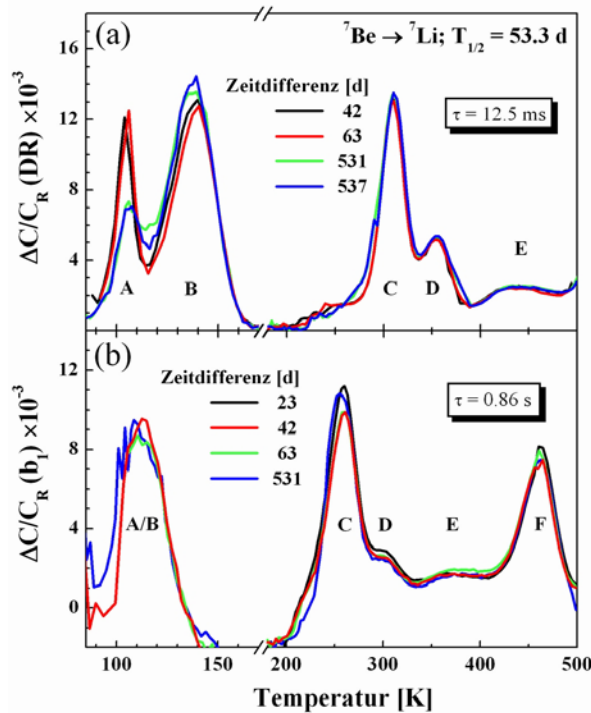


Abb. 4.7 DLTS-Spektren gemessen an n-Typ GaN nach Implantation des radioaktiven Isotops ^7Be ($D = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, $U_R = -5 \text{ V}$, $U_P = 0 \text{ V}$).

Zerfall des Isotops ^7Be signifikant reduziert erscheint. Die Annahme, dass auch Störstelle A einem Be-korrelierten Defekt zugeordnet werden kann, wird unterstützt durch die Beobachtung, dass dieser Bandlückenzustand in DLTS-Spektren, welche in n-Typ GaN-Proben mit einer höheren Dotierkonzentration gemessen wurden, nicht auftritt. Bei den in Abb. 4.8 gezeigten DLTS-Spektren war zudem die Implantationsdosis des ^7Be um einen Faktor von 2.5 geringer. Aufgrund der mit der höheren Dotierung von $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bei dieser Probe einhergehenden Verringerung der Raumladungszone, entsprach der bei einer Sperrspannung von $U_R = -2 \text{ V}$ untersuchte Tiefenbereich von etwa 140 nm (Abb. 4.9) nicht dem Implantationsprofil des ^7Be [vgl. Abb. 4.6 (b)]. Infolge dessen unterliegen die DLTS-Spektren in Abb. 4.8

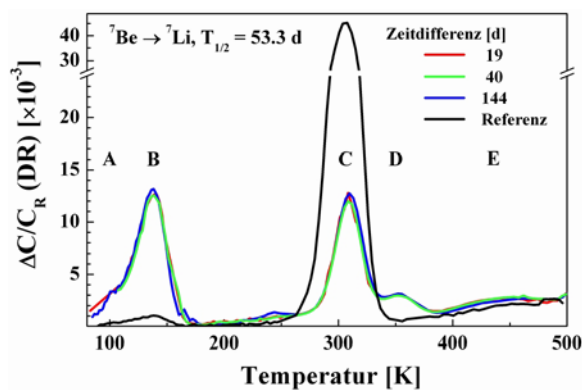


Abb. 4.8 DLTS-Spektren gemessen an ^7Be -implantiertem n-GaN ($D = 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, $U_R = -2 \text{ V}$, $U_P = 0 \text{ V}$, $t = 44 \text{ ms}$).

Die DLTS-Spektren welche nach Implantation vergleichsweise geringer ^7Be -Dosen ($D = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$) gemessen wurden [Abb. 4.7 (a)] zeigen das Auftreten von fünf Störstellen A-E. In einem weiteren Spektrum [Abb. 4.7 (b)], welches einer längeren Emissionszeitkonstante entspricht, wurde noch ein weiterer Bandlückenzustand F beobachtet. Die Störstellenparameter der DLTS-Signale A-F wurden unter der Annahme eines Temperatur-unabhängigen Wirkungsquerschnittes σ nach Gl. 2.5 ermittelt und sind in Tabelle 4.2 angegeben. Im Verlauf wiederholter Messungen reproduzieren sich die Spektren mit Ausnahme der Störstelle A, welche nach dem

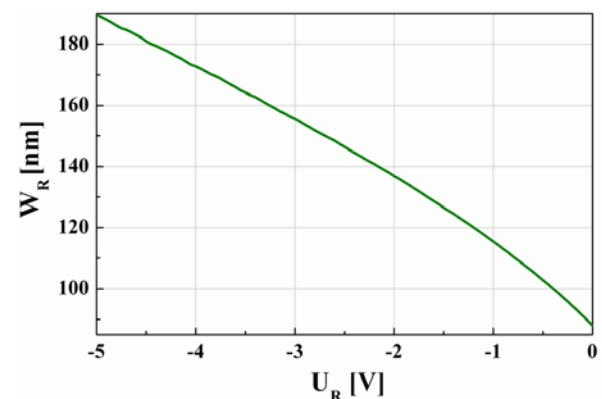


Abb. 4.9 Raumladungszone in Abhängigkeit von der Sperrspannung für eine Dotierkonzentration von $N_S = 3.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

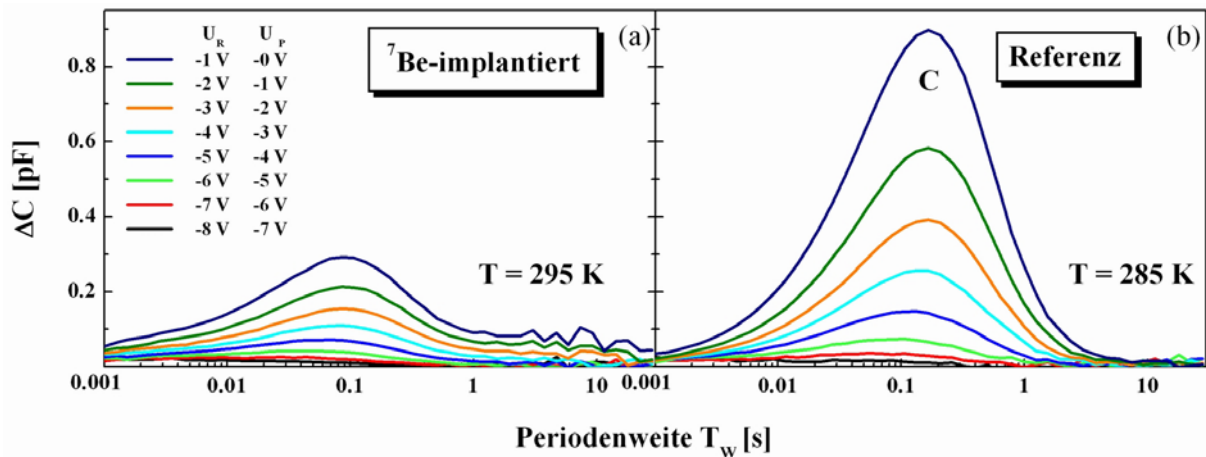


Abb. 4.10 Periodenweitenscans im Temperaturbereich der Störstelle C (a) nach Implantation von ^7Be und (b) von einem Teil der Probe, der zu Referenzzwecken während der Implantation mit einer Al-Folie abgedeckt war.

im Verlauf wiederholter Messungen im Gegensatz zu den in Abb. 4.7 dargestellten keinen zeitabhängigen Veränderungen. Einen unerwarteten Einfluss der ^7Be -Implantation zeigt jedoch ein Vergleich mit einem Spektrum, welches an einem Teil der Probe aufgenommen wurde, der zu Referenzzwecken während der Implantation mit einer Al-Folie abgedeckt war (schwarze Kurve in Abb. 4.8). Hier ist zu beobachten, dass bei deutlicher Reduzierung der

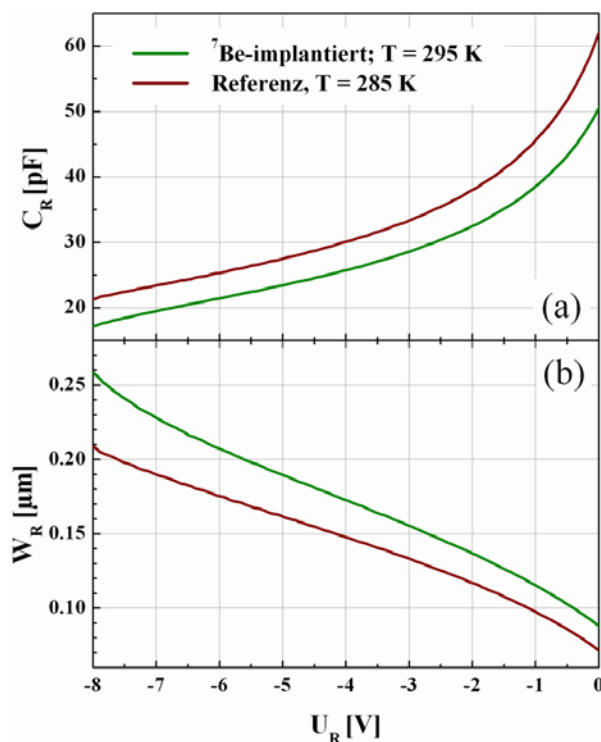


Abb. 4.11 Abhängigkeit der Sperrspannungskapazität C_R (a) und der Raumladungszone W_R (b) von der Sperrspannung U_R im Bereich der gemessenen Periodenweitenscans bei Messtemperaturen von 285 bzw. 295 K. Die in Gl. 2.11 eingehenden Werte für C_R und W_R wurden für die Bestimmung der Tiefenprofile in Abb. 4.12 herangezogen.

Signal-Amplituden der Störstellen B und D die Konzentration des Bandlückenzustandes C signifikant erhöht wird.

Um den Einfluss der ^7Be -Implantation auf diesen Effekt der Konzentrations-Abnahme der Störstelle C1 im ^7Be -implantierten Teil

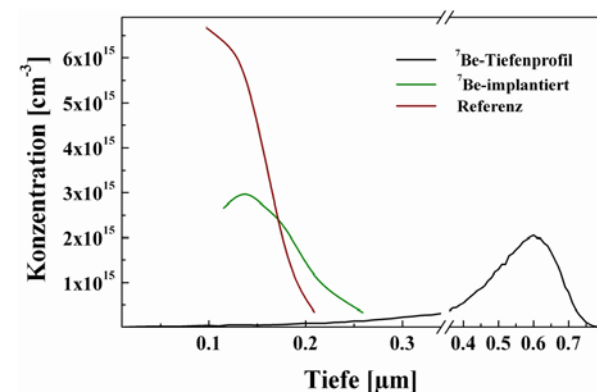


Abb. 4.12 Tiefenprofile der Störstellen C im ^7Be -implantierten bzw. Referenz-Bereich der Probe Vergleich mit dem aus einer TRIM97-Simulation bestimmten Implantationsprofil des ^7Be bei einer Implantationsenergie von 260 keV.

der n-Typ GaN-Probe zu untersuchen, bot es sich an, auf beiden Seiten der Probe die Tiefenprofile der Störstelle C zu bestimmen und diese mit dem Implantationsprofil des ^7Be zu vergleichen. In Abb. 4.10 sind die an Störstelle C durchgeführten Periodenweitenscans unter Variation der Sperrspannungen zwischen -8 V und -1 V für den ^7Be -implantierten und den Referenzteil der Probe dargestellt. Unter Berücksichtigung der infolge der Implantation geringfügig unterschiedlichen Dotierungen in beiden Bereichen [Abb. 4.11(a)], welche sich entsprechend auf die Weite der Raumladungszone auswirken [Abb. 4.11(b)], wurden die aus Abb. 4.12 ersichtlichen Tiefenprofile des Bandlückenzustandes C nach Gl. 2.11 berechnet. Danach ist die Differenz zwischen beiden Störstellenkonzentrationen in einem Tiefenbereich ($0.12\text{--}0.18\text{ }\mu\text{m}$) am stärksten, in dem – berücksichtigt man nur das ^7Be -Implantationsprofil – nicht mit dem Vorhandensein von ^7Be -Atomen zu rechnen ist. Insofern müssen Diffusionsprozesse entweder des ^7Be oder der zu Störstelle C beitragenden Defekte für die beobachtete Konzentrationsabnahme des Bandlückenzustandes C im ^7Be -implantierten Teil der GaN-Probe maßgeblich verantwortlich sein.

4.3.2.1 Ergebnisse in p-Typ GaN

Die TAS-Spektren, welche an p-Typ GaN nach Implantation hoher Dosen ($D = 5 \times 10^{12}\text{ cm}^{-2}$) des radioaktiven Isotops ^7Be aufgenommen wurden, zeigen die Existenz eines Akzeptor-Zustandes bei 130 meV oberhalb der Valenzbandkante [Abb. 4.13 (a)], welcher im Verlauf der Elementumwandlung des ^7Be zu ^7Li keine zeitabhängigen Änderungen offenbart. Seine Aktivierungsenergie liegt in derselben Größenordnung wie jene, welche aus an nicht-implantierten Proben desselben Wafers gemessenen TAS-Spektren abgeleitet wurde, und ist demzufolge dem zur p-Dotierung des GaN eingesetzten Mg-Akzeptor zuzuordnen. In Abb. 4.13 (b) sind die TAS-Spektren dargestellt, welche nach Implantation des radioaktiven Isotops ^7Be (α), an einem während der Implantation mit einer Al-Folie abgedeckten Teil der

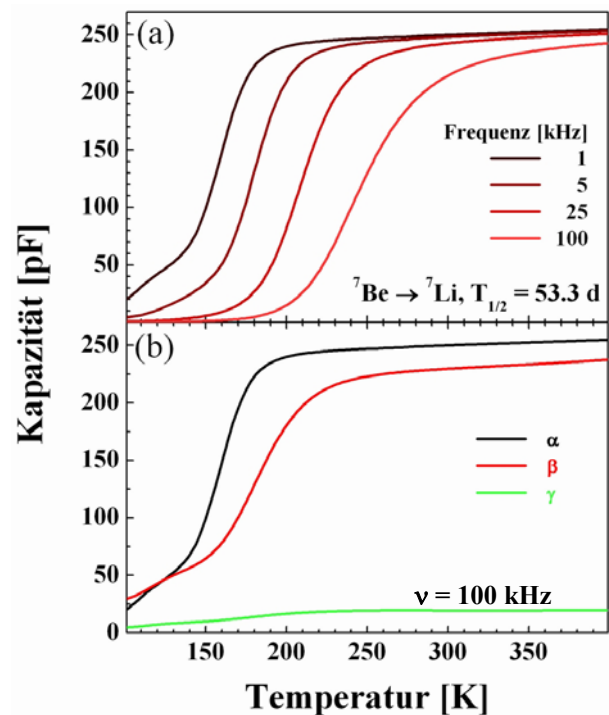


Abb. 4.13 (a) TAS-Spektren gemessen an p-Typ GaN nach Implantation des radioaktiven Isotops ^7Be ($D = 5 \times 10^{12}\text{ cm}^{-2}$, $U_R = 0\text{ V}$); (b) Vergleich der Kapazitätsstufen für eine Frequenz von 100 kHz .

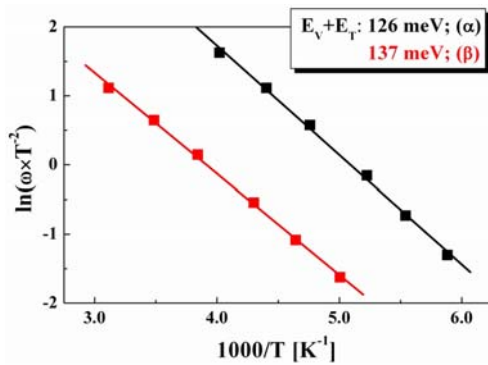


Abb. 4.14 Arrhenius-Auswertungen für die Störstellen α und β . Der Anstieg der Arrhenius-Gerade α ist erkennbar steiler entsprechend einer geringeren Aktivierungsenergie.

Probe (β) bzw. an nicht-implantierten Proben desselben Wafers (γ) gemessen wurden. Darin manifestiert sich ein anhand der Lage der Kapazitätsstufe deutlich erkennbarer Unterschied der Aktivierungsenergien des Mg-Akzeptors zwischen implantiertem (α) und nicht-implantiertem Teil der Probe (β), wenngleich die Differenz der aus den Arrhenius-Daten abgeleiteten Aktivierungsenergien (Abb. 4.14) in der Größenordnung der Messgenauigkeit liegt. Die unterschiedliche Höhe der Kapazitätsstu-

fen (α , β) deutet weiterhin auf einen Unterschied der Ladungsträgerkonzentration in beiden Fällen hin. Vergleicht man darüber hinaus die Kapazitätsstufen in den TAS-Spektren der ^7Be -implantierten Probe (α, β) mit jener an einer nicht-implantierten Probe desselben Wafers (γ) gemessenen, fällt eine Erhöhung der Amplitude des Kapazitäts-Signals in der ^7Be -implantierten Probe gegenüber der nicht-implantierten um einen Faktor von mehr als zehn auf, welcher sich auch auf den Referenz-Teil der mit dem Isotop ^7Be implantierten GaN-Probe bezieht. Dieses Ergebnis lässt sich in Richtung einer signifikanten Verbesserung der elektrischen Aktivität des Mg-Akzeptors infolge der ^7Be -Implantation interpretieren. Eine Zunahme der Ladungsträgerkonzentration im Zusammenhang mit der Implantation von Be in p-Typ GaN ist bereits aus Untersuchungen von Yu et al. [YuH02] bekannt. Die Autoren interpretieren ihre Beobachtung hinsichtlich der Bildung von H-Be-Paaren unter der Freisetzung von zuvor kompensierten Mg-Akzeptoren. Ein ähnlicher Mechanismus könnte möglicherweise auch für die beobachtete Reduktion der Störstelle C im ^7Be -implantierten Bereich der n-Typ GaN-Proben (vgl. Kap. 4.3.1.1) verantwortlich sein.

4.3.2 ^{28}Mg in GaN

4.3.2.1 Ergebnisse in n-Typ GaN

Nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{28}Mg in n-Typ GaN werden die DLTS-Spektren (Abb. 4.15) dominiert vom Auftreten dreier Störstellen B, C und E, deren Erzeugung bereits im Zusammenhang mit der Implantation des radioaktiven Isotops ^7Be beobachtet wurde (vgl. Abb. 4.7 und Abb. 4.8). Im Verlauf wiederholter Messungen zeigt die Störstelle E Veränderungen, deren zeitliche Abhängigkeit keine Korrelation mit dem radioaktiven Zerfall des ^{28}Mg aufweist (s. Einsatz von Abb. 4.15). Die Schwankungen der Amplitude des DLTS-Signals gehen darüber hinaus mit einer scheinbaren energetischen Verschiebung einher, inso-

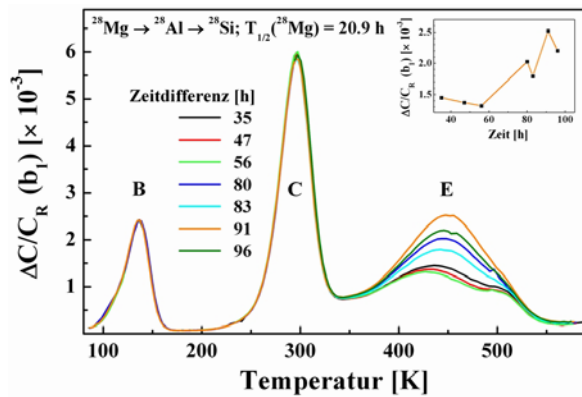


Abb. 4.15 DLTS-Spektren gemessen nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{28}Mg in n-Typ GaN ($U_R = -2\text{ V}$, $U_P = 0\text{ V}$, $\tau = 44\text{ ms}$).

der Raumladungszone bei erhöhten Temperaturen verursacht, was sich in der beobachteten Zunahme der Kapazität der Schottky-Diode bei angelegter Sperrspannung andeutete. Auch durch die Verringerung der Messtemperatur auf 300 K ließ sich der zeitabhängige Anstieg der Sperrspannungs-Kapazität lediglich verlangsamen. Insofern gibt es praktisch keine Messbedingungen, bei denen die Parameter der Störstelle unter unveränderlichen Bedingungen hätten ermittelt werden können. Dies schloss auch eine Bestimmung der Aktivierungsenergie der Defektbildung aus.

Aufgrund der sehr kurzen Halbwertszeit des Isotops ^{28}Mg ($T_{1/2} = 20.9\text{ h}$) wurde auf die Durchführung von TAS-Messungen an n-Typ GaN zugunsten von DLTS-Eperimenten während des radioaktiven Zerfalls verzichtet. Die Dotierung der verfügbaren n-Typ GaN-Proben war mit $0.2\text{--}2 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ wesentlich höher als die durch die Implantation erreichte maximale ^{28}Mg -Konzentration. Insofern waren zeitliche Veränderungen infolge der Elementumwandlung nicht zu erwarten.

4.3.2.2 Ergebnisse in p-Typ GaN

Obwohl die Ladungsträger-Konzentration der p-Typ GaN-Proben geringer war ($0.8\text{--}2 \times 10^{16}\text{ m}^{-3}$), ließen sich auch hier in den TAS-Spektren (Abb. 4.16) keine durch den radioaktiven Zerfall des Isotops ^{28}Mg verur-

fern ist die Zuordnung dieses Bandlückenzustandes zu der in Abb. 4.7 beobachteten Störstelle E nicht eindeutig. Die Breite des DLTS-Peaks veranlasst zu der Annahme, dass mehr als nur eine Störstelle dazu beitragen; in den Spektren deutet sich das Auftreten einer weiteren Störstelle bei etwa 500 K an. Der Anstieg des DLTS-Signals wird offenbar durch die Bewegung mobiler Defekte unter dem Einfluss des elektrischen Feldes in

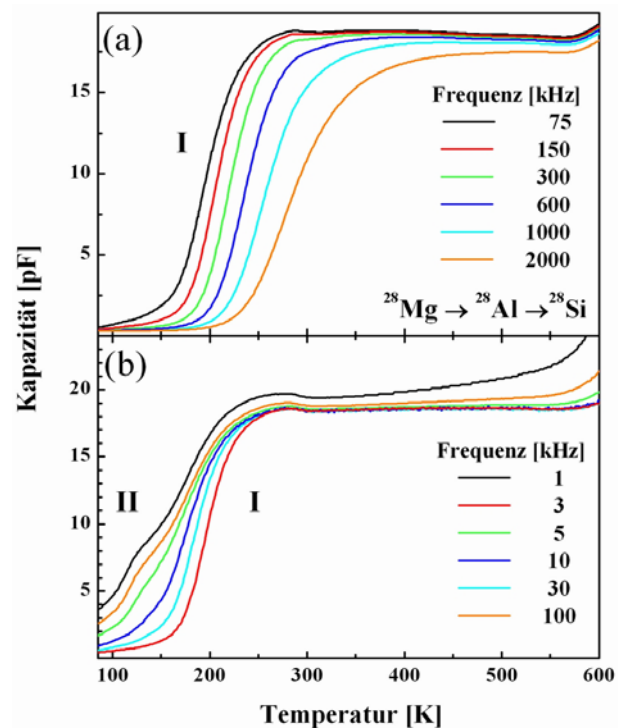


Abb. 4.16 TAS-Spektren gemessen an p-Typ GaN nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{28}Mg ($U_R = 0\text{ V}$) in den Frequenzbereichen (a) 75 kHz – 2 MHz und (b) 1 – 100 kHz.

sachten zeitabhängigen Veränderungen beobachten. Die TAS-Spektren in Abb. 4.16 zeigen das Auftreten zweier Störstellen I und II, wobei sich der der Valenzbandkante nähere Bandlückenzustand II nur bei Frequenzen kleiner 10 kHz andeutet; seine Aktivierungsenergie konnte aufgrund der geringen Ausprägung der Kapazitätsstufe nicht bestimmt werden. Dem Bandlückenzustand I kann in Übereinstimmung zu den in Kapitel 4.3.1 beschriebenen Ergebnissen die Aktivierungsenergie ($E_V + 130 \text{ meV}$) des zur p-Dotierung der Proben eingesetzten Mg-Akzeptors zugeordnet werden.

4.4 Diskussion

4.4.1 Diskussion der Ergebnisse in n-Typ GaN

Das vorangegangene Kapitel widmete sich der Beschreibung der Radiotracer-Experimente, welche unter Verwendung der radioaktiven Isotope ^7Be ($\rightarrow ^7\text{Li}$; $T_{1/2} = 53.3$ d) und ^{28}Mg ($\rightarrow ^{28}\text{Al} \rightarrow ^{28}\text{Si}$; $T_{1/2}(^{28}\text{Mg}) = 20.9\text{h}$, $T_{1/2}(^{28}\text{Al}) = 135\text{s}$) in GaN durchgeführt wurden. Die nach Implantation von ^7Be in n-Typ GaN gemessenen TAS-Spektren wiesen eine Störstelle II bei 390 meV unterhalb der Leitungsbandkante auf, deren Konzentration im Verlauf wiederholter Messungen infolge des radioaktiven ^7Be -Zerfalls abnahm. Diese Beobachtung erlaubt eine Zuordnung des beobachteten Donator-Zustandes zu einem Be-korrelierten Defekt.

Im Fall des Einbaus des Be-Atoms auf einem Ga-Platz, würde man das Auftreten eines Akzeptor-Zustandes erwarten. Die Beobachtung eines Be-korrelierten Donator-Zustandes ist sehr wahrscheinlich auf die Besetzung eines anderen Gitterplatzes in Übereinstimmung mit den zuvor beschriebenen theoretischen Vorhersagen ([vdW01], [Lat03], [Neu98]) zurückzuführen. Die Überlagerung der Abnahme des Be-korrelierten TAS-Signals durch die Erhöhung der zu diesem Signal beitragenden ^7Be -Konzentration verhinderte allerdings eine quantitative Auswertung der Zeitabhängigkeit. Diese Tatsache verbot eine Entscheidung über eine mögliche Beteiligung des von van de Walle et al. vorgeschlagenen $(\text{Be} - \text{Be})_{\text{Ga}^-}$ -Defektkomplexes [vdW01] an dem beobachteten Donator-Zustand, da dies der genauen Kenntnis der Zeitabhängigkeit der Konzentrationsveränderungen bedurft hätte insofern, als ein aus zwei radioaktiven Be-Isotopen bestehender Defektkomplex eine beschleunigte Zerfallsrate aufweisen würde [Ach95b].

In den an ^7Be -implantiertem n-GaN aufgenommenen DLTS-Spektren wurden die Störstellen A-F beobachtet, welche mit Ausnahme der Störstelle A ($E_C - 0.24$ eV) während wiederholter Messungen keinen zeitabhängigen Veränderungen unterliegen. Inwiefern von einer Übereinstimmung des DLTS-Signals A mit dem in den TAS-Spektren beobachteten Bandlückenzustand II ausgegangen werden kann, lässt sich auf Grundlage der vorliegenden Ergebnisse nicht eindeutig nachweisen, da die Vergleichbarkeit der Aktivierungsenergien durch die Tatsache beeinträchtigt wird, dass für die DLTS- und TAS-Messungen verschiedene Sperrspannungen gewählt wurden. Während die TAS-Spektren, welche eine Aktivierungsenergie von $E_C - 0.39$ eV ergaben, mit einer Sperrspannung von 0 V gemessen wurden, wurde aus den bei $U_R = -5\text{V}$ aufgenommenen DLTS-Spektren ein geringerer Wert von $E_C - 0.24$ eV abgeleitet. Durch den der Differenz der Sperrspannungen entsprechenden Anstieg des elektrischen Feldes in der Raumladungszone wird eine scheinbare Reduzierung der Aktivierungsenergie ver-

ursacht, welche sich nach dem Modell des dreidimensionalen Poole-Frenkel-Effektes [(Har68), Gl. 2.14] berechnen lässt. Für eine Abschätzung des elektrischen Feldes in der Raumladungszone gemäß Gl. 2.1 wurde von einem linearen Feldverlauf in der Raumladungszone des Schottky-Kontaktes ausgegangen. Diese Annahme ist jedoch ausschließlich für einen parabolischen Potentialverlauf berechtigt, welcher nur unter der Voraussetzung eines homogenen Dotierungsprofils vorliegt. Setzt man die Werte $\epsilon(\text{GaN}) = 9.5$ [INS99] für die spezifische Dielektrizitätskonstante, $N_s = 7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ für die Dotierung, $U_R = -5V$ bzw. $0V$ für die Sperrspannungen und $U_D = -0.7V$ für die Diffusionsspannung in Gl. 2.1 ein, so erhält man aus Glg. 4.1 $F(U_R = -5V) = 195 \frac{kV}{cm}$ bzw. $F(U_R = 0V) = 69 \frac{kV}{cm}$ für die elektrischen Feldstärken. Unter Berücksichtigung dessen ergibt sich aus Gl. 2.14 eine Differenz der Aktivierungsenergien von 50 meV, womit sich der tatsächlich beobachtete Unterschied von 150 meV nicht erklären lässt. Jedoch ist davon auszugehen, dass sich der durch hohe elektrische Feldstärken in der Raumladungszone hervorgerufene Einfluss auf den Emissionsprozess für Aktivierungsenergien, welche aus TAS- bzw. DLTS-Spektren bestimmt wurden, unterschiedlich auswirkt [Kim00], da die Ladungsträgeremission bei einer TAS-Messung nur im Bereich des Schnittpunkts des Bandlückenzustandes mit der Fermi-Energie erfolgt, während dies bei einer DLTS-Messung einen weitaus größeren Bereich der Raumladungszone betrifft. Ein Vergleich der Aktivierungsenergien kann darüber hinaus aufgrund einer durch das elektrische Feld verursachten Beschleunigung der Ladungsträgeremission aus dem Bandlückenzustand durch zusätzliche Tunnelprozesse beeinträchtigt werden (vgl. Kapitel 3.2.3). Dies lässt sich jedoch nicht ausschließen, da im vorliegenden Fall die elektrischen Felder in der Größenordnung von 100 kV/cm lagen. Die DLTS-Ergebnisse können darüber hinaus durch einen Temperatur-abhängigen Wirkungsquerschnitt verfälscht werden. Nicht zuletzt wird das DLTS-Signal A in Abb. 4.7 in der Nähe der Ausfrierstufe der flachen Dotierung beobachtet, wodurch die Verlässlichkeit der aus diesem Spektrum abgeleiteten Störstellenparameter zusätzlich negativ beeinflusst wird.

Die neben Störstelle A in den DLTS-Spektren von n-GaN beobachteten Bandlückenzustände B-F sind aus der Literatur bekannt. Bereits die von Hacke et al. [Hac94] 1994 erstmalig mit der DLTS-Methode untersuchten n-Typ GaN-Proben enthielten die Störstellen B ($\Delta E1$), C ($\Delta E2$) und D ($\Delta E3$). Im folgenden konnte auch die Störstelle E in DLTS-Spektren an *as-grown* GaN beobachtet werden, welche bei erhöhten Temperaturen gemessen wurden [Göt95a]. Aufgrund der begrenzten thermischen Stabilität der auf GaN präparierten Schottky-Dioden bedurfte die Beobachtung des Bandlückenzustandes F bis heute einer optischen Anre-

gung [Göt95b]. In der vorliegenden Arbeit wurde im Rahmen von DLTS-Messungen an GaN-Dioden eine Erweiterung der Messtemperatur auf 600 K erreicht, was erstmalig die Beobachtung der Störstelle F in elektrischen Messungen erlaubte.

Für einen Vergleich mit den in dieser Arbeit gefundenen Störstellen werden im weiteren ausschließlich Daten herangezogen, welche aus DLTS- bzw. TAS-Messungen gewonnen wurden. Diese Methoden liefern aufgrund der ihnen zugrundeliegenden Modelle „thermodynamische“ Umladeniveaus [vdW04], deren Aktivierungsenergie über die Lage des Fermi-Niveaus definiert ist, bei welcher die Ladungszustände, zwischen denen die Umladung erfolgt, die gleiche Energie besitzen. Diese energetische Identität beinhaltet die Relaxation des End-Ladungszustandes in seine Gleichgewichts-Konfiguration, deren Atompositionen jedoch nicht notwendigerweise mit denen vor der Umladung identisch sein müssen, wie dies z.B. im Zusammenhang mit der Umladung von Donatoren in GaAs beobachtet wird (vgl. Kap. 3.1.1). Die aus DLTS- bzw. TAS-Spektren abgeleiteten Werte für die Aktivierungsenergie E_t , den Wirkungsquerschnitt σ und die Konzentration N_t eines Bandlückenzustandes unterliegen darüber hinaus dem Einfluss einer - im Fall der III-V-Halbleiter GaN und GaAs - exponentiellen Temperatur-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes [Lan75b] sowie des elektrischen Feldes in der Raumladungszone [Fre38]. Der Vergleich der hier bestimmten Störstellenparameter mit den Ergebnissen anderer Messmethoden, wie zum Beispiel der PL, erfordert daher oft eine wesentlich komplexere Analyse, welche ihrerseits wiederum auf einer Reihe von Annahmen beruht [Loo95a,b].

Die Methode der DLTS wurde von zahlreichen Forschungsgruppen zum Studium von Defekten in *as-grown* MOCVD-GaN angewendet ([Göt94], [Lee95], [Šli96], [Aur00]). Hacke et al. [Hac94] demonstrierten eine Abhängigkeit der mit dem DLTS-Signal D verbundenen Störstellenkonzentration vom Typ der Puffer-Schicht (ZnO oder GaN) zwischen Sapphir-Substrat und GaN-Schicht. Darüber hinaus ließ sich die Konzentration der Störstelle B bei der MOCVD-Zucht durch den Austausch der Ga-Quelle von Trimethylgallium (TMG) auf Triethylgallium (TEG) unter die Nachweisgrenze reduzieren [Lee95]; ein ähnlicher Effekt wurde für den Bandlückenzustand C erreicht. Die Autoren schlossen daraus einen Zusammenhang zwischen diesen Störstellen und C- bzw. H-korrelierten Defekten. Im weiteren beobachteten Hacke et al. [Hac96] eine signifikante Reduktion der Störstelle C in schwach Mg-dotierten n-Typ GaN. In Übereinstimmung hiermit wurde in der vorliegenden Arbeit eine deutliche Abnahme der Störstellenkonzentration von C nach Be-Implantation in n-Typ GaN gefunden (Abb. 4.8). Unter Berücksichtigung der Tatsache, dass sich Wasserstoff an Akzeptoren effektiv binden lässt, liegt eine Korrelation zwischen dem Bandlückenzustand C und ei-

nem H-korrelierten Defekt nahe. Aus doppelt-korrelierten DLTS-Messungen schließen Götz et al. [Göt98] auf ein Donator-artiges Verhalten des Bandlückenzustandes C.

Die DLTS-Signale D und E ließen sich neben B und C bevorzugt in GaN-Proben beobachten, welche zuvor mit Elektronen [Fan97], Protonen [Aur01], oder α -Teilchen ([Aur98], [Goo00]) bestrahlt wurden. Eine Übersicht strahlungs-induzierter Defekte in GaN gibt D.C. Look in Ref. [Loo01a]. Look et al. [Loo01b] widmeten sich in weiteren Studien der Tiefenverteilung und dem Einfang-Verhalten [Fan02] der von ihnen D (hier: B), C, B (C), A (D) und A₁ (E) genannten Bandlückenzustände: nach Erhöhung der Sperrspannung beobachten sie in den DLTS-Spektren eine deutliche Abnahme der Konzentrationen ihrer Störstellen C und A₁, wohingegen nur die Amplituden der DLTS-Signale B und A den ob des größeren Tiefenbereiches erwarteten Anstieg zeigen [Loo01b]. Aus dieser Beobachtung schließen Look et al. auf eine Konzentration der die Bandlückenzustände C und A₁ verursachenden Defekte im Oberflächenbereich der GaN-Proben. Allerdings wiederholten die Autoren ihre DLTS-Messungen nicht unter identischen Messbedingungen. Insofern bleiben Aussagen darüber, inwieweit sich die im Zusammenhang mit der Veränderung der Sperrspannung beobachtete Variabilität der Störstelle A₁ mit den in Abb. 4.15 gezeigten Fluktuationen des DLTS-Signals E nach ²⁸Mg-Implantation in GaN vergleichen lässt, spekulativ. Das in dieser Arbeit vorläufig einem Be-korrelierten Bandlückenzustand [s. Abb. 4.7(a)] zugeordnete DLTS-Signal A tritt in den von Look et al. gemessenen DLTS-Spektren nicht auf.

In einer weiteren Studie untersuchten Fang et al. [Fan02] das Einfangverhalten dieser Bandlückenzustände (D, C, B, A und A₁ in Referenz [Loo01b]), wobei hinsichtlich der Ergebnisse unterschieden wurde zwischen mittels RMBE (Reactive Molecular Beam Epitaxy) epitaktisch auf Saphir gezüchteten GaN-Schichten und dicken HVPE (Hydride Vapour Phase Epitaxy) GaN-Schichten, welche nach ihrem epitaktischen Wachstum durch einen Laser-Separations-Prozess von dem Saphir-Substrat abgetrennt wurden. Infolge dessen wurde in den HVPE-Schichten eine höhere Elektronenbeweglichkeit sowie eine deutlich reduzierte Versetzungsdichte gegenüber den RMBE-GaN-Schichten erreicht. Die an diesen Schichten aufgenommenen DLTS-Spektren weisen die zuvor von Look et al. [Loo01b] (und in dieser Arbeit) gefundenen Störstellen auf, wobei jedoch im Unterschied zum HVPE-GaN die an RMBE-GaN gemessenen DLTS-Signale asymmetrisch verbreitert sind sowie eine logarithmische Abhängigkeit der Signal-Amplitude von der Füllpulsbreite zeigen. Ein solches Verhalten ist bereits aus Untersuchungen an GaAs [Wos89] und InGaAs/GaAs-Heterostrukturen [Yas01] bekannt; die entsprechenden DLTS-Signale wurden von den Autoren Liniendefekten respektive Versetzungen zugeordnet. Die Beobachtung identischer Bandlückenzustände in GaN mit

sowohl hohen als auch vergleichsweise niedrigen Versetzungsdichten interpretieren Fang et al. [Fan02] demzufolge hinsichtlich einer Anlagerung der Defekte an Versetzungen im Fall der RMBE-Schichten. Diese These wird durch DLTS-Untersuchungen von Hierro et al. [Hie01] unterstützt, wohingegen Cho et al. [Cho03] den Bandlückenzustand C aufgrund ihrer Studien seines Einfangverhaltens in MOCVD-GaAs einem isolierten Punktdefekt zuordnen.

Die Tatsache, dass die in dieser Arbeit in n-Typ GaN gefundenen Bandlückenzustände B-E zuvor in GaN unterschiedlichster Züchtungsmethoden sowie nach verschiedenen Bestrahlungsprozessen beobachtet wurden weist auf eine intrinsische Natur der entsprechenden Defekte hin, welche möglicherweise Versetzungen involvieren. Darüber hinaus existieren experimentelle Hinweise, dass es sich bei diesen Defekten um die Gallium-Leerstelle V_{Ga} [Saa97], $V_{\text{Ga}}\text{-H}_n$ -Komplexe [Hie00] als auch die Stickstoff-Leerstelle V_{N} [Loo97] handelt. Die Störstelle C wurde von Haase et al. mit dem Stickstoff-Antisite-Defekt N_{Ga} [Haa96] in Verbindung gebracht, jedoch sagen theoretische Berechnungen sehr hohe Formationsenergien für Antisite-Defekte in GaN voraus [vdW04].

4.4.2 Diskussion der Ergebnisse in p-Typ GaN

Die nach Implantation des radioaktiven Isotops ^7Be an p-Typ GaN aufgenommenen TAS-Spektren zeigen die Existenz eines Akzeptor-Zustandes bei 130 meV oberhalb der Valenzbandkante, welcher im Verlauf der Elementumwandlung des ^7Be zu ^7Li keine zeitabhängigen Änderungen zeigt. Die aus den TAS-Spektren in Abb. 4.13 (a) abgeleitete Aktivierungsenergie stimmt mit dem Wert, welcher von Huang et al. [Hua96] nach TAS-Messungen an mittels MOCVD gezüchtetem, Mg-dotierten p-Typ GaN dem Mg-Akzeptor zugeordnet wurde, überein. Ein Be-korrelierter Akzeptor-Zustand wurde in der vorliegenden Arbeit folglich nicht beobachtet. Jedoch lässt sich im Zusammenhang mit der ^7Be -Implantation eine signifikante Erhöhung der elektrischen Aktivität des Mg-Akzeptors beobachten. Dieser bereits von Yu et al. [YuH02] nach Be-Implantation beobachtete Effekt wird von den Autoren hinsichtlich der Bildung von H-Be-Paaren unter Freisetzung der zuvor kompensierten Mg-Akzeptoren interpretiert.

Weiterhin zeigte sich in den an p-GaN gemessenen TAS-Spektren ein Unterschied der Aktivierungsenergien des Mg-Akzeptors zwischen ^7Be -implantiertem GaN und einem Teil der GaN-Probe, welcher zu Referenzzwecken während der Implantation mit einer Al-Folie abgedeckt wurde. Dieser Unterschied betrug in der vorliegenden Arbeit etwa 10 meV und liegt damit im Rahmen der Messgenauigkeit der Methode.

Die Aktivierungsenergie des Mg-Akzeptors wurde bereits wiederholt unter Anwendung verschiedener experimenteller Methoden bestimmt: in der Folge von TAS- ([Tan94],

[Hua96], [Krt98], [Zot98], [Kim00], [Seg00], [Ngu01a]), Temperatur-abhängigen Halleffekt- ([Aka94], [Tan94], [Göt96a,b], [Li96], [Nak96], [Nag98], [Koz00]) sowie PL-Messungen an Mg-dotierten GaN ([Ile73], [Pan76], [Fis95], [Kau98], [Kan98], [Vis98]) wurden dem Mg-Akzeptor Aktivierungsenergien zwischen 70 meV und 350 meV zugeordnet, wobei allein die aus TAS-Messungen an Mg-dotiertem GaN gewonnen Ergebnisse zwischen 70 meV und 160 meV variieren. Allgemein liegen die aus TAS-Spektren ermittelten Werte jedoch unter den Ergebnissen Temperatur-abhängiger Halleffekt-Messungen. Diese Diskrepanz wird zum Teil durch ein Modell von Nguyen et al. [Ngu01a] erklärt, welches die Unterschätzung der aus TAS-Spektren abgeleiteten Aktivierungsenergien infolge des mit dem Ausfrieren des flachen Mg-Akzeptors einhergehenden Anstiegs des Serienwiderstandes der Schottky-Dioden berücksichtigt. Dieser Effekt wurde jedoch bereits 1980 in das von Pautrat et al. entwickelte Modell für die Arrhenius-Auswertung von TAS-Spektren [Pau80] implementiert. Kim et al. [Kim00] hingegen führen die Unterschiede zwischen Hall- und TAS-Messungen auf den Einfluss des elektrischen Feldes in der Raumladungszone auf die von der TAS gelieferten Aktivierungsenergien zurück. Darüber hinaus beobachteten Che et al. [Che01] im Rahmen Temperatur-abhängiger Halleffekt-Messungen eine starke Abhängigkeit der Mg-Aktivierungsenergie von der Akzeptor-Konzentration; aus der Konzentrationsabhängigkeit approximieren die Autoren die Aktivierungsenergie des Mg-Akzeptors auf 372 meV bei 0 K, wodurch sich eine gute Übereinstimmung zu der von Kaufmann et al. gemessenen PL-Bande bei 3.2 eV erreichen lässt. Diese bei tiefen Temperaturen beobachtete PL-Bande (~ 3.16 eV) wird allgemein mit der free-to-bound-Rekombination (Mg^0, e) des Mg-Akzeptors in Verbindung gebracht.

In Übereinstimmung mit den in Abschnitt 4.3.2.2 gezeigten Ergebnissen wird von mehreren Autoren ([Hua96], [Nak02b], [Ngu01b]) im Verlauf von TAS-Messungen das Auftreten zweier Kapazitätsstufen in Mg-dotierten p-Typ GaN beobachtet, wobei jedoch auch die für den niederenergetischen Bandlückenzustand angegebene Aktivierungsenergie zwischen 30 meV und 130 meV variiert.

Somit muss zusammenfassend festgestellt werden, dass im Zusammenhang mit der Implantation von Be in GaN kein Be-korrelierter Akzeptorzustand detektiert werden konnte. Im Gegenteil zeigte sich eine ausgeprägte Neigung des Be zur Bildung eines Donatorzustandes. Aufgrund dieses Befundes wird die erhoffte Tauglichkeit von Be zur gezielten p-Dotierung von GaN kritisch beurteilt. Allerdings eignet sich nach den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit die Be-Implantation zur elektrischen Aktivierung des zur p-Dotierung eingesetzten Mg-Akzeptors.

5. Zusammenfassung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit bestand darin, die bisher erfolgreich zur elektrischen Charakterisierung der Gruppe IV-Halbleiter Si [Ach95b] und SiC [Alb01] eingesetzte Methode der Radiotracer-DLTS erstmalig auch auf die Lösung aktueller Problemstellungen der III-V-Halbleiter GaAs [Alb03a] und GaN [Alb04] anzuwenden. Dazu machte es sich im Verlauf der Experimenten vorangegangener Untersuchungen notwendig, für diese III-V-Halbleiter-Materialien geeignete Bedingungen bezüglich der Implantation der Radiotracer, des thermischen Ausheilens sowie der Präparation der Schottky-Dioden zu ermitteln, welche die notwendige Stabilität der Messbedingungen über den gesamten Zeitraum der verfolgten Elementumwandlung gewährleisteten. Die sich dem anschließend adressierten Themen widmeten sich unter anderem der elektrischen Charakterisierung Br-korrelierter Störstellen und des Ga-Antisite-Defektes Ga_{As} in GaAs sowie den Problemen bei der p-Dotierung von GaN. Zu diesem Zweck wurde neben der Methode der DLTS erstmalig auch die TAS mit dem Radiotracer-Konzept kombiniert.

Im Verlauf von DLTS-Experimenten nach Implantation des radioaktiven Isotops ^{77}Br wurde in n-Typ GaAs ein Bandlückenzustand bei einer Energie von 0.45 eV unterhalb der Leitungsbandkante beobachtet und vermöge seiner auf Zeitskalen der Elementumwandlung des radioaktiven Isotops ^{77}Br erfolgenden Konzentrationsabnahme eindeutig einem Br-korrelierten Defekt zugeordnet. Weitere Untersuchungen ergaben, dass es sich bei dieser Br-korrelierten Störstelle um einen Akzeptor in GaAs handelt.

Durch die Ausnutzung der Elementumwandlung des radioaktiven Isotops $^{71}\text{As} \rightarrow ^{71}\text{Ge} \rightarrow ^{71}\text{Ga}$ wurde der Ga-Antisite-Defekt Ga_{As} in GaAs gezielt künstlich erzeugt und dessen Bildung mittels wiederholter DLTS-Messungen verfolgt. Die Beobachtung zeitabhängiger Konzentrationsänderungen in Übereinstimmung mit der Halbwertszeit des radioaktiven Zerfalls von ^{71}As in p-Typ GaAs erlaubt eine eindeutige Korrelation des Ga-Antisite-Defektes Ga_{As} mit einem Akzeptor-Zustand bei einer Energie von 0.35 eV oberhalb der Valenzbandkante. Auf der Basis der in n-Typ GaAs beobachteten Defektreaktionen im Zusammenhang mit der Elementumwandlungs-bedingten Erzeugung von Ga-Antisite-Defekten und der gefundenen Ladungsneutralität des daraus resultierenden Bandlückenzustandes wird in der vorliegenden Arbeit eine Zuordnung des EL2-Defektes ($E_{\text{C}} - 0.82 \text{ eV}$) zu einem Antisite-Paar $\text{As}_{\text{Ga}}\text{-Ga}_{\text{As}}$ vorgeschlagen.

Darüber hinaus wurde durch die gezielte Variation der mit der Elementumwandlung der eingesetzten radioaktiven Isotope einhergehenden Rückstoßenergie eine Unterscheidung zwischen zerfalls-induzierten Defekt-Komplexen und ausschließlich element-korrelierten Defek-

ten erreicht. In diesem Zusammenhang lassen sich in n-Typ GaAs verursacht durch die Elementumwandlung radioaktiver Isotope Frenkel-Paare auf dem As-Untergitter $V_{As}-As_i$ ($E_C - 0.32$ eV, [Pon85]) erzeugen. Des weiteren wurde ein Bandlückenzustand bei $E_C - 0.26$ eV einem Defekt-Komplex bestehend aus Si und einem zerfalls-induzierten Defekt zugeordnet [Aur95c].

Die bekannt geringe Effizienz der p-Dotierung von GaN bei Einsatz des Gruppe II-Elementes Be konnte auf die Bildung eines Be-korrelierten Donator-Zustandes bei 0.39 eV unterhalb der Leitungsbandkante in der Bandlücke von GaN zurückgeführt werden, welcher im Rahmen erstmals durchgeführter Radiotracer-TAS (Thermal Admittance Spectroscopy)-Experimente im Verlauf der Elementumwandlung des radioaktiven Isotops ^7Be beobachtet wurde. In Übereinstimmung mit theoretischen Voraussagen wird dieser Be-korrelierte Donatorzustand mit interstitiellen Be-Atomen [Neu98] bzw. der Bildung eines $(\text{Be-Be})_{Ga}$ -Donators ([vdW01], [Lat03]) in Verbindung gebracht. Durch die Implantation des Isotops ^7Be in p-Typ GaN wurde eine signifikante Erhöhung der elektrischen Aktivität des Mg-Akzeptors erreicht, welche hinsichtlich der Bildung von H-Be-Paaren unter Freisetzung der zuvor kompensierten Mg-Akzeptoren interpretiert wird [YuH02].

6. Literaturverzeichnis

- [Ach95a] N. Achtziger, H. Gottschalk, T. Licht, J. Meier, U. Reislöhner, M. Rüb und W. Witthuhn, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 2370 (1995).
- [Ach95b] N. Achtziger und W. Witthuhn, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4484 (1995).
- [Ach98] N. Achtziger und W. Witthuhn, *Phys. Rev. B* **57**, 12181 (1998).
- [Add92] R. Addinall and R.C. Newman, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 1005 (1992).
- [Aka94] I. Akasaki und H. Amano, *J. Electrochem. Soc.* **141**, 2266 (1994).
- [Alb01] F. Albrecht, J. Grillenberger, G. Pasold, W. Witthuhn und N. Achtziger, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 961 (2001).
- [Alb03a] F. Albrecht, G. Pasold, J. Grillenberger, N. Achtziger, W. Witthuhn, M. Risse, R. Vianden, M. Dietrich und die ISOLDE Kollaboration, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 4333 (2003).
- [Alb03b] F. Albrecht, G. Pasold, J. Grillenberger, U. Reislöhner, M. Dietrich, W. Witthuhn und die ISOLDE Kollaboration, *Mat. Sci. For.* **457-460**, 1609 (2003).
- [Alb04] F. Albrecht, U. Reislöhner, G. Pasold, W. Witthuhn, J. Grillenberger, M. Dietrich und die ISOLDE Kollaboration, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 3876 (2004).
- [Ama89] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu und I. Akasaki, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 2* **28**, L2112 (1989).
- [Aur85] F.D. Aurret und M. Nel, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 130 (1985).
- [Aur93a] F.D. Aurret, S.A. Goodman, A. Wilson und G. Myburg, *Jpn. J. Appl. Phys.* **33**, 2633 (1993).
- [Aur93b] F.D. Aurret, S.A. Goodman, G. Myburg und W.E. Meyer, *Appl. Phys. A* **56**, 547 (1993).
- [Aur95a] F.D. Aurret, S.A. Goodman, und W.E. Meyer, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3277 (1995).
- [Aur95b] F.D. Aurret, S.A. Goodman, R.M. Erasmus, W.E. Meyer und G. Myburg, *Nucl. Instr. Meth. B* **106**, 323 (1995).
- [Aur95c] F.D. Aurret, R.M. Erasmus, S.A. Goodman und W.E. Meyer, *Phys. Rev. B* **51**, 17521 (1995).
- [Aur98] F.D. Aurret, S.A. Goodman, F.K. Koschnick, J.-M. Speath, B. Beaumont und P. Gibart, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3745 (1998).
- [Aur00] F.D. Aurret, S.A. Goodman, G. Myburg, W.E. Meyer, J.-M. Speath, P. Gibart und B. Beaumont, *Radiation Effects and Defects in Solids* **156**, 225 (2000).

- [Aur01] F.D. Aurret, S.A. Goodman, M. Hayes, M.J. Legodi, S.S. Hullavarad, E. Friedland, B. Beaumont und P. Gibart, Nucl. Instr. Meth. B **175**, 292 (2001).
- [Bar85] G.A. Baraff und M. Schlüter, Phys. Rev. Lett. **55**, 1327 (1985).
- [Bäu63] R. Bäuerlein, Z. Phys. **176**, 498 (1963).
- [Ber97] F. Bernardini, V. Fiorentini und A. Bosin, Appl. Phys. Lett. **70**, 2990 (1997).
- [Blo92] P. Blood, J.W. Orton: *The electrical Characterization of Semiconductors: Majority Carriers and Electron States* (Academic Press, London, 1992).
- [Bol04] J. Bollmann, M. Thieme und J. Weber, unveröffentlicht (2004).
- [Bou97] D.P. Bour, H.F. Chung, W. Götz, L. Romano, B.S. Krusor, D. Hofstetter, S. Rudaz, C.P. Kuo, F.A. Ponce, N.M. Johnson, M.G. Craford und R.D. Bringans in III-V-Nitrids, edited by F.A. Ponce, T.D. Moustakas, I. Akasaki und B. Monemar, Mater. Res. Soc. Symp. Proc. No. **449** (Materials Research Society, Pittsburgh, 509 (1997).
- [Bou84] J. Bougoin und M. Lannoo, *Defects in Solids* (Springer, New York, 1984).
- [Bou88] J.C. Bourgoin, H.J. von Bardeleben, and D. Stiévenard, J. Appl. Phys. **64**, R65 (1988) and Referenzen darin.
- [Bou02] H. Boudinov, A.V. Coelho, H.H. Tan und C. Jagadish, J. Appl. Phys. **93**, 3234 (2002).
- [Buc89] W.R. Buchwald, G.J. Gerardi, E.H. Poindexter, N.M. Johnson, H.G. Grimmeiss und D.J. Keeble, Phys. Rev. B **40**, 2940 (1989).
- [Cha88a] J. Chadi und K.J. Chang, Phys. Rev. Lett. **60**, 2187 (1988).
- [Cha88b] J. Chadi und K.J. Chang, Phys. Rev. Lett. **61**, 873 (1988).
- [Che00] J.F. Chen, J.S. Wang, M.M. Huang und N.C. Chen, Appl. Phys. Lett. **76**, 2283 (2000).
- [Che01] M.G. Cheong, K.S. Kim, C.S. Kim, R.J. Choi, H.S. Yoon, N.W. Namgung, E.-K. Suth und H.J. Lee, Appl. Phys. Lett. **80**, 1001 (2001).
- [Cho03] H.K. Cho, C.S. Kim und C.-H. Hong, J. Appl. Phys. **94**, 1485 (2003).
- [Cho04] W.J. Choyke, H. Matsunami und G. Pensl (Eds.), *Silicon Carbide: Recent Major Advances*, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg (2004).
- [Dab88] J Dabrowski und M. Scheffler, Phys. Rev. B **40**, 10391 (1988).
- [Day81] D.S. Day, J.D. Oberstar, T.J. Drumond, H. Morkoç, A.Y. Cho und B.G. Streetmann, J. Electron. Mat. **10**, 445 (1981).

- [Dew97] D.J. Dewsnap, A.V. Adrianov, I. Harrison, J.W. Orton, D.E. Lacklinson, G.B. Ren, S.E. Hooper, T.S. Cheng und C.T. Foxon, *Semicond. Sci. Technol.* **13**, 500 (1997).
- [Die01] M. Dietrich, persönliche Mitteilung (2001).
- [Die04] M. Dietrich, persönliche Mitteilung (2004).
- [Eis92] F.H. Eisen, K. Bachem, E. Klausmann, K. Koehler und R. Haddard, *J. Appl. Phys.* **72**, 5593 (1992).
- [Ell82] K.R. Elliott, D.E. Holmes, R.T. Chen und C.G. Kirkpatrick, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 898 (1982).
- [Fan97] Z.-Q. Fang, J.W. Hemsky, D.C. Look und M.P. Mack, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 448 (1997).
- [Fan02] Z.-Q. Fang, D.C. Look und L. Polenta, *J. Phys.: Condens. Mat.* **14**, 13061 (2002).
- [Fis95] S. Fischer, C. Wetzel, E.E. Haller und B.K. Meyer, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 1298 (1995).
- [For93] J.S. Foresi und T.D. Moustakas, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 2859 (1993).
- [Fre38] J. Frenkel, *Phys. Rev.* **54**, 647 (1938).
- [Gan00] S.D. Ganichev, E. Ziemann, W. Prettl, I.N. Yassievich, A.A. Istratov, E.R. Weber, *Phys. Rev. B* **61**, 10361 (2000).
- [Gar85] J. Garrido, J.L. Castaño, J. Piqueras und V. Alcobér, *J. Appl. Phys.* **57**, 2186 (1985).
- [Goo94a] S.A. Goodman, F.D. Aurret und W.E. Meyer, *Nucl. Instr. Meth. B* **90**, 349 (1994).
- [Goo94b] S.A. Goodman, F.D. Aurret und G. Myburg, *Appl. Phys. A* **59**, 305 (1994).
- [Goo00] S.A. Goodman, F.D. Aurret, F.K. Koschnik, J.-M. Spaeth, B. Beaumont und P. Gibart, *Mat. Sci. Eng.* **B71**, 100 (2000).
- [Göt94] W. Götz, N.M. Johnson, H. Amano und I. Akasaki, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 463 (1994).
- [Göt95a] W. Götz, N.M. Johnson, D.P. Bour, C. Chen, H. Liu, C. Kuo und W. Imler, *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **395** (1995).
- [Göt95b] W. Götz, N.M. Johnson, R.A. Street, H. Amano und I. Akasaki, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 1340 (1995).
- [Göt96a] W. Götz, N.M. Johnson und D.P. Bour, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 3470 (1996).

- [Göt96b] W. Götz, N.M. Johnson, J. Walker, D.P. Bour und R.A. Street, Appl. Phys. Lett. **68**, 667 (1996).
- [Göt98] W. Götz und N.M. Johnson, Mat. Sci. Forum **264-268**, 1375 (1998).
- [Göt99] W. Götz, R.S. Kern, C.H. Chen, H. Liu, D.A. Steigerwald und R.M. Fletcher, Mater. Sci. Eng. B **59**, 211 (1999).
- [Gri00] J. Grillenberger, Dissertation, Friedrich-Schiller-Universität Jena (2000).
- [Gru90] G. Grummt, R. Pickenhain und L. Lehmann, Solid State Comm. **73**, 257 (1990).
- [Haa96] D. Haase, M. Schmid, W. Kurner, A. Dornen, V. Harle, F. Scholz, M. Burkard und H. Schweizer, Appl. Phys. Lett. **69**, 2525 (1996).
- [Haa97] H. Haas und M. Lindroos, Nucl. Instr. Meth. B **126**, 250 (1997).
- [Hac93] P. Hacke, T. Detchprohm, K. Hiramatsu und N. Sawaki, Appl. Phys. Lett. **63**, 2676 (1993).
- [Hac94] P. Hacke, T. Detchprohm, K. Hiramatsu, N. Sawaki, K. Tadatomo und K. Miyake, J. Appl. Phys. **76**, 304 (1994).
- [Hac96] P. Hacke, H. Nakayama, T. Detchprohm, K. Hiramatsu und N. Sawaki, Appl. Phys. Lett. **68**, 1362 (1996).
- [Har68] J.L. Hartke, J. Appl. Phys. **39**, 4871 (1968).
- [Hel73] K.H. Hellwege und H. Schopper (eds.), Landolt-Börnstein – New Series, Bd. I/5b Springer – Verlag, Berlin (1973).
- [Hie00] A. Hierro, S.A. Ringel, M. Hansen, J.S. Speck, U.K. Mishra und S.P. DenBaars, Appl. Phys. Lett. **77**, 1499 (2000).
- [Hie01] A. Hierro, A.R. Arehart, B. Heying, M. Hansen, J.S. Speck, U.K. Mishra, S.P. DenBaars und S.A. Ringel, phys. stat. sol. **228**, 309 (2001).
- [Hua50] K. Huang und A. Rhys., Proc. Roy. Soc. London, Ser. A **204**, 406 (1950).
- [Hua96] J. W. Huang, T.F. Kuech, H. Lu und I. Bhat, Appl. Phys. Lett. **68**, 2392 (1996).
- [Ile73] M. Ilegems und H.C. Montgomery, J. Phys. Chem. Solids **34**, 885 (1973).
- [INS90] *Properties of Gallium Arsenide*, INSPEC, The Institution of Electrical Engineers. London and New York, 2nd Edition 1990.
- [INS99] J.H. Edgar, S.T. Strite, I. Akasaki, H. Amano und C. Wetzel (Eds.), *Properties, Processing and Applications of Gallium Nitride and Related Semiconductors*, INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, London 1999.
- [Jen89] D.W. Jenkins und J.W. Dow, Phys. Rev. B **39**, 3317 (1989).

- [Jor93] A. Jorio, C. Rejeb, M. Parenteau, C. Carlone und S. Khanna, J. Appl. Phys. **74**, 2310 (1993).
- [Kan98] T.W. Kang, S.H. Park, H. Song, T.W. Kim, G.S. Yoon und C.O. Kim, J. Appl. Phys. **84**, 2082 (1998).
- [Kam85] M. Kaminska, M. Skowronski und W. Kuszko, Phys. Rev. Lett. **55**, 2204 (1985).
- [Kau80] U. Kaufmann, E. Klausmann, J. Schneider und H. Ch. Alt, Phys. Rev. B **43**, 12106 (1990).
- [Kau98] U. Kaufmann, M. Kunzer, M. Maier, H. Obloh, A. Ramakrishan, B. Santic und P. Schlotter, Appl. Phys. Lett. **72**, 1326 (1998).
- [Kee91] K.J. Keefer, Y.K. Leo und R.L. Hengehold, J. Appl. Phys. **70**, 4634 (1991).
- [Kim00] D.J. Kim, D.Y. Ryu, N.A. Bojarczuk, J. Karasinski, S. Guha, S.H. Lee und J.H. Lee, J. Appl. Phys. **88**, 2564 (2000).
- [Kis82] D.W. Kisker, H. Tews und W. Rehm, J. Appl. Phys. **54**, 1332 (1982).
- [Kol94] T.I. Kolchenko und V.M. Lomako, Semiconductors **26**, 501 (1994).
- [Kös03] U. Köster, M. Argentini, R. Catherall, V.N. Fedoseyev, H.W. Gäggeler, O.C. Jonsson, R. Weinrich und die ISOLDE Kollaboration, Nucl. Instr. Meth. B **204**, 343 (2003).
- [Koz00] P. Kozodoy, H. Xing, S.P. DenBaars, U.K. Mishra, A. Saxler, R. Perrin, S. Elhamri und W.C. Mitchel, J. Appl. Phys. **87**, 1832 (2000).
- [Kra89] K. Krambrock, B.K. Meyer und J.-M. Spaeth, Phys. Rev. B **39**, 1973 (1989).
- [Kra92] K. Krambrock und J.-M. Spaeth, Phys. Rev. B **47**, 3987 (1992).
- [Kra98] K. Krambrock und J.-M. Spaeth, Semicond. Sci. Technol. **13**, 1100 (1998).
- [Kri97] P. Krispin, Appl. Phys. Lett. **70**, 1432 (1997).
- [Krt98] A. Krtschil, H. Witte, M. Lisker J. Christen, U. Birkle, S. Einfeldt und D. Hommel, J. Appl. Phys. **84**, 2040 (1998).
- [Kuh02] K.J. Kuhn, S. Ahmed, P. Vandervoorn, A. Murthy, B. Obradovic, K. Raol, W. Shih, I. Chao, I. Post und S. Chambers, Intel Technology Journal **6**, 31 (2002).
- [Lai94] S.T. Lai und D. Nener, J. Appl. Phys. **75**, 2354 (1994).
- [Lan74] D.V. Lang, J. Appl. Phys. **45**, 3014 (1974).
- [Lan75a] D.V. Lang und C.H. Henry, Phys. Rev. Lett. **35**, 1525 (1975).
- [Lan75b] D.V. Lang und R.A. Logan, J. Elektron. Mat. **4**, 1053 (1975).

- [Lan77] D.V. Lang und R.A. Logan, Phys. Rev. Lett. **39**, 635 (1977).
- [Lat03] C.D. Latham, R.M. Nieminen, C.J. Fall, R. Jones, S. Öberg und P.R. Briddon, Phys. Rev. B **67**, 205206 (2003).
- [Led78] M. Lederer, V. Shirley (eds.), *Table of Isotopes*, Wiley New York (1978).
- [Lee95] W.I. Lee, T.C. Huang, J.D. Guo und M.S. Feng, Appl. Phys. Lett. **67**, 1721 (1995).
- [Lef77] H. Lefevre und M. Schulz, Appl. Phys. **12**, 45 (1977).
- [Li96] J.Z. Li, J.Y. Lin, H.X. Jiang, A. Salvador, A. Botchkarev und H. Morkoç, Appl. Phys. Lett. **69**, 1474 (1996).
- [Lit00] E. Litwin-Staszewska, T. Suski, R. Piotrkowski, I. Grzegory, M. Bockowski, J.L. Robert, L. Kończewicz, D. Wasik, E. Kamińska, D. Cote und B. Clerjaud, J. Appl. Phys. **89**, 7960 (2000).
- [Loo95a] D.C. Look, *Electrical Characterization of GaAs Materials and Devices* (Wiley, New York, 1989), Kap. 4.
- [Loo95b] D.C. Look und J.R. Sizelove, J. Appl. Phys. **78**, 2848 (1995).
- [Loo97] D.C. Look, D.C. Reynolds, J.W. Hemsky, J.R. Sizelove, R.L. Jones und R.J. Molnar, Phys. Rev. Lett. **79**, 2273 (1997).
- [Loo01a] D.C. Look, phys. stat. sol. **228**, 293 (2001).
- [Loo01b] D.C. Look und Z.Q. Fang, Appl. Phys. Lett. **79**, 84 (2001).
- [Low85] T.S. Low, M.H. Kim, B. Lee, B.J. Skromme, T.R. Lepkowski und G.E. Stillmann, J. Electron. Mat. **14**, 477 (1985).
- [Lut98] B.P. Luther, S.E. Mohny und T.N. Jackson, Semicond. Sci. Technol. **13**, 1322 (1998) und Referenzen darin.
- [Mad89] O. Madelung, M. Schulz (eds.), Landolt-Börnstein – New Series, Bd. III/22b Springer – Verlag, Berlin (1989).
- [Mag97] R. Magerle, A. Burchard, D. Forkel-Wirth, M. Deicher und die ISOLDE Kollaboration, Mat. Sci. For. **258-263**, 945 (1997).
- [Mak80] S. Makram-Ebeid, Appl. Phys. Lett. **37**, 464 (1980).
- [Mar77] G.M. Martin, A. Mitonneau und A. Mircea, Electr. Lett. **13**, 191 (1977).
- [Mar92] G. Marrakchi, A. Kalboussi, G. Bremond, G. Guillot, S. Alaya, H. Maaref, R. Fornari, J. Appl. Phys. **71**, 3325 (1992).
- [Mar83] G.M. Martin und S. Makram-Ebeid, Physica B **116**, 371 (1983).

- [Mat95] T. Mattila und R.M. Nieminen, Phys. Rev. Lett. **74**, 2721 (1995).
- [Mat97] T. Mattila und R.M. Nieminen, Phys. Rev. B **55**, 9571 (1997).
- [Mir98] F. Mireles und S.E. Ulloa, Phys. Rev. B **58**, 3879 (1998).
- [Mit77] A. Mitonneau, A. Mircea und G.M. Martin, Electr. Lett. **13**, 666 (1977).
- [Mit90] R. Mitchell, *THE GENIUS – Meet Seymore Cray, Father of the Supercomputer*, Business Week 04/30/1990.
- [Moo90] P.M. Mooney, J. Appl. Phys. **67**, R1 (1990).
- [Mor85] D.V. Morgan und F.H. Eisen, in *Gallium Arsenide Materials, Devices and Circuits*, edited by M.J. Howes und D.V. Morgan (Wiley, New York, 1985), p.161.
- [Nag98] H. Nagai, Q.S. Zhu, Y. Kawaguchi, K. Hiramatsu und N. Sawaki, Appl. Phys. Lett. **73**, 2024 (1998).
- [Nak92] S. Nakamura, N. Iwasa, M. Senoh und T. Mukai, Jpn. J. Appl. Phys., Part 1 **31**, 1258 (1992).
- [Nak94] S. Nakamura, T. Mukai und M. Senoh, Appl. Phys. Lett. **64**, 1687 (1994).
- [Nak96] H. Nakayama, P. Hacke, M.R.H. Khan, T. Detchprohm, K. Hiramatsu und N. Sawaki, Jpn. J. Appl. Phys., Part 2 **35**, L282 (1996).
- [Nak01] Y. Nakano und T. Kachi, Appl. Phys. Lett. **79**, 1631 (2001).
- [Nak02a] Y. Nakano und T. Jimbo, Appl. Phys. Lett. **81**, 3990 (2002).
- [Nak02b] Y. Nakano und T. Jimbo, J. Appl. Phys. **92**, 5590 (2002).
- [Nak03] Y. Nakano, T. Kachi und T. Jimbo, Appl. Phys. Lett. **82**, 2082 (2003).
- [Neu95] J. Neugebauer und C. Van de Walle, Phys. Rev. Lett. **75**, 4452 (1995).
- [Neu98] J. Neugebauer und C. Van de Walle, J. Appl. Phys. **85**, 3003 (1998).
- [Ngu01a] N.D. Nguyen, M. Germain, M. Schmeits, B. Schineller und M. Heuken, Appl. Phys. Lett. **90**, 985 (2001).
- [Ngu01b] N.D. Nguyen, M. Germain, M. Schmeits, B. Schineller und M. Heuken, phys. stat. sol. **228**, 385 (2001).
- [OSR03] OSRAM Geschäftsbericht 2003
http://www.osram.de/pdf/ueber_uns/geschaeftsbericht_2003.pdf
- [Pan76] J.A. Pankove und J.A. Hutchby, J. Appl. Phys. **47**, 5387 (1976)

- [Pät02] O. Pätzold, G. Gärtner, and G. Irmer, *phys. stat. sol. (b)* **232**, 314 (2002).
- [Pau80] J.L. Pautrat, B. Katircioglu, N. Magnea, D. Bensahel, J.C. Pfister und L. Revou, *Solid State Electronics* **23**, 1159 (1980).
- [Pet83] P.M. Petroff, R.C. Miller, A.C. Gossard und W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.* **44**, 217 (1984).
- [Pet90] J.W. Peterson und J. Nielsen, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1122 (1990).
- [Plo98] K.H. Ploog und O. Brandt, *J. Vac. Sci. Technol. A* **16**, 1609 (1998).
- [Pöd96] B. Pödör, *Semicond. Sci. Technol.* **11**, L827 (1996).
- [Pon80a] D. Pons, *Appl. Phys. Lett.* **37**, 413 (1980).
- [Pon80b] D. Pons, A. Mircea und J.C. Bourgoin, *J. Appl. Phys.* **51**, 4150 (1980).
- [Pon84] D. Pons, *J. Appl. Phys.* **55**, 3644 (1984).
- [Pon85] D. Pons und J.C. Bourgoin, *J. Phys. C : Solid State Phys.* **18**, 3839 (1985) und Referenzen darin.
- [Pro89] J. Prokeš und O. Stefan, Jr., *phys. stat. sol. (a)* **114**, 643 (1989).
- [Red98] C.V. Reddy, S. Fung und C.D. Beling, *phys. stat. sol. (a)* **168**, 463 (1998).
- [Ren90] F. Ren, S.J. Pearton, W.S. Hobson, T.R. Fullowan, J. Lothian und A.W. Yanof, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 860 (1990).
- [Ris00] M. Risse, Dissertation, Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2000).
- [Ris03] M. Risse und R. Vianden, *J. Appl. Phys.* **93**, 2648 (2003).
- [Roh96] G. Rohrlack, K. Freitag, R. Vianden, R. Gwilliam, B.J. Sealy, J.G. Correia, D. Forkel-Wirth und die ISOLDE Kollaboration, *Nucl. Instr. Meth.* **B106**, 267 (1996).
- [Ron98] C. Ronning, E.P. Carlson, D.B. Thomson und R.F. Davis, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 1622 (1998).
- [Ron99] C. Ronning, K.J. Linthicum, E.P. Carlson, P.J. Hartlieb, D.B. Thomson, T. Gehrke und R.F. Davis, *MRS INTERNET JNSR* **4**, G3.17 (1999).
- [Ros00] G. Rostky, *GaAs ICs. They came, they went, they came*, EETimes 2000.
http://www.eetimes.com/special/special_issues/millennium/milestones/mcgrath.html
- [Rou85] M. Roux und P. André, *J. Appl. Phys.* **57**, 5192 (1985).

- [Saa97] K. Saarinen, T. Laine, S. Kuisma, J. Nissila, P. Hautojarvi, L. Dobrzynski, J.M. Baranowski, K. Pakula, R. Stepniewski, M. Wojdak, A. Wysmolek, T. Suski, M. Leszczynski, I. Grzegory und S. Porowski, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3030 (1997).
- [Sal96] A. Salvador, W. Kim, Ö. Aktas, A. Botchkarev, Z. Fan und H. Morkoç, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 2692, (1996).
- [Sam81] L. Samuelson, P. Omling, H. Titze und H.G. Grimmeiss, *J. Cryst. Growth* **55**, 164 (1981).
- [Sam86] J. Samitier, J.R. Morante, L. Giraudet und S. Gourrier, *J. Appl. Phys.* **48**, 1138 (1986).
- [Sán98] F.J. Sánchez, F. Calle, M.A. Sánchez-García, E. Calleja, E. Muñoz, C.H. Malloy, D.J. Somerford, J.J. Serano und J.M. Blanco, *Semicond. Sci. Technol.* **13**, 1130 (1998).
- [Sat89] M. Satoh, K. Kuriyama und Y. Makita, *J. Appl. Phys.* **65**, 2248 (1989).
- [Sax01] A.K. Saxena, *phys. stat. sol. (a)* **183**, 281 (2001) und Referenzen darin.
- [Seg00] D. Seghier und H.P. Gislason, *J. Appl. Phys.* **88**, 6483 (2000).
- [ShiO98] T. Shinagawa und T. Okumura, *Jpn. J. Appl. Phys.* **27**, 1939 (1998).
- [ShiT98] H. Shiraki, Y. Tokuba und K. Sassa, *J. Appl. Phys.* **84**, 3167 (1998).
- [Śli96] A.A. Śliwiński, K.P. Korona, K. Pakula, und J.M. Baranowski, *Acta Physica Polonica A* **90**, 955 (1996).
- [Smi88] F.W. Smith, A.R. Calawa, C.L. Chen, M.J. Manfra und L.J. Mahoney, *IEEE Electron. Device Lett.* **9**, 77 (1988).
- [Sti85] D. Stievenard, X. Boddaert und J.C. Bourgoin, *Phys. Rev. B.* **34**, 4048 (1985).
- [Sti90] D. Stievenard, X. Boddaert, J.C. Bourgoin und H.J. von Bardeleben, *Phys. Rev. B.* **41**, 5271 (1990).
- [Stö00] A. Stötzler, Dissertation, Universität Konstanz (2000).
- [Sun00] Y. Sun, L.S. Tan, S. Chua und S. Prakash, *MRS INTERNET JNSR* **5**, W3.82 (2000).
- [Sze68] S.M. Sze und J.C. Irvin, *Solid State Electron.* **11**, 599 (1968).
- [Ta82] L.B. Ta, H.M. Hobgood, and R.N. Thomas, *Appl. Phys. Lett.* **41**, 1091 (1982).
- [Tan83] M. Taniguchi und T. Ikoma, *J. Appl. Phys.* **54**, 6448 (1983).
- [Tan94] T. Tanaka, A. Watanabe, H. Amano, Y. Kobayashi, I. Akasaki, S. Yamazaki und M. Koike, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 593 (1994).

- [Tan96] H.H. Tan, PhD thesis, Australian National University, Canberra (1996).
- [Uli92] Uliyashin, Yu.A. Bunnay, V.E. Mahalakovskya und N.V. Shlopak, *Mat. Sci. For.* **83-87**, 735 (1992).
- [vdW01] C.G. Van de Walle, S. Limpijumnong und J. Neugebauer, *Phys. Rev. B* **63**, 245205 (2001).
- [vdW04] C.G. Van de Walle und J. Neugebauer, *J. Appl. Phys.* **95**, 3851(2004) und Referenzen darin.
- [Vis98] A.K. Viswanath, E. Shin, J.I. Lee, S. Yu, D. Kim, W. Kim, Y. Choi und C.H. Hong, *J. Appl. Phys.* **83**, 2272 (1998).
- [Wal89] W. Walukiewicz, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 2094 (1989).
- [Wan84] Z.-G. Wang, L.A. Ledebro und H.G. Grimmeiss, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **17**, 259 (1984) und Referenzen darin.
- [Weh97] M. Wehner, M. Risse, R. Vianden, M. Dalmer, H. Hofsass, M.C. Ridgway und M. Petracic, *Mat. Sci. For.* **258-263**, 899 (1997).
- [Wei91] S. Weiss, Inaugural-Dissertation, Universität Kassel (1991).
- [Wos94] T. Wosinski, A. Makosa und Z. Witczak, *Semicond. Sci. Technol.* **9**, 2047 (1994).
- [Wos89] T. Wosinski, *J. Appl. Phys.* **65**, 1566 (1989).
- [WuK98] C.I. Wu und A. Kahn, *J. Vac. Sci. Technol. B* **16**, 2218 (1998).
- [Yas01] O. Yastrubchak, T. Wosinski, A. Makosa, T. Figielski und A. Toth, *Physica B* **308**, 757 (2001).
- [Yu82a] P.W. Yu und D.C. Reynolds, *J. Appl. Phys.* **53**, 1263 (1982).
- [Yu82b] P.W. Yu, W.C. Mitchel, M.G. Mier, S.S. Li und W.L. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **41**, 532 (1982).
- [Yu02] C.C. Yu, C.F. Chu, J.Y. Tsai, C.F. Lin und S.C. Wang, *J. Appl. Phys.* **92**, 1881 (2002).
- [Zha91] S.B. Zhang und J.E. Northrup, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2339 (1991).
- [Zie85] J.F. Ziegler, J.B. Biersack und U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids* (Pergamon Press, New York, 1985).
- [Zot98] Y. Zohta, H.Kuroda, R. Nii und S. Nakamura, *J. Cryst. Growth* **19**, 816 (1998).

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Prof. Wolfgang Witthuhn. Dabei bin ich ihm nicht allein für seine kontinuierliche Unterstützung und Förderung, sondern insbesondere für die Freiheit, welche er mir bei der Wahl und Gestaltung des Dissertationsthemas eingeräumt hat, zu Dank verpflichtet.

Meinem Betreuer Dr. Norbert Achtziger danke ich für sein enormes Engagement, welches sich über seine Anstellung am Institut hinaus fortgesetzt hat. Sein Interesse an dieser Arbeit und seine Diskussionsbereitschaft waren eine stete Quelle der Motivation.

Für ihren engagierten Einsatz bei der zum Teil doch recht kurzfristigen Planung und Durchführung der Experimente danke ich Dr. Joachim Grillenberger, Dr. Ulrike Grossner, Christian Hülsen, Andreas Naumann, Gunnar Pasold und Dr. Udo Reislöhner. Insbesondere Gunnar hat sich in diesem Zusammenhang durch beneidenswerte logistische Fähigkeiten und eine bemerkenswerte Stress-Resistenz hervorgetan, welche ihn zu einem unentbehrlichen Kollegen werden ließen. Ihm danke ich ganz besonders.

Dr. Marc Dietrich danke ich für seine selbstlose Unterstützung bei der Durchführung der Experimente am CERN, welche er gänzlich unabhängig von Tages-, Nacht- oder Urlaubszeit zur Verfügung stellte.

Dr. Monika Risse und Dr. Joachim Bollmann bin ich für die produktive und vor allen Dingen äußerst motivierende Zusammenarbeit bei unseren gemeinsamen Experimenten sehr dankbar.

Christoph Lange sei für die Zucht und Bereitstellung der GaAs-Proben sowie für zahlreiche fruchtbare und inspirierende Diskussionen recht herzlich gedankt.

Bei Carmen Voigt möchte ich mich für ihre unermüdlichen Anstrengungen, mir auch die bizarrsten Literaturwünsche zu erfüllen, ganz besonders bedanken. Veröffentlichungen in kyrillischer oder kalligraphischer Schrift? Für Carmen Voigt überhaupt kein Problem! Leider.

Den Operateuren der Beschleuniger ROMEO und JULIA der Universität Jena Gerald Lenk und Uli Barth danke ich für ihre ebenso einfallsreiche wie gewitzte Lösung aller kleinen und großen technischen Probleme. Darüber hinaus sei auch den Operateuren des Tandem-Beschleunigers der Universität Erlangen-Nürnberg H. Schott, D. Strasser und H. Wildner recht herzlich gedankt.

Auf keinen Fall unerwähnt bleiben dürfen Uta Bornkessel und Anja Mittelstädt, welche durch ihren Humor und ihre stete Anteilnahme das Sekretariat zu einem von allen gern aufgesuchten Zufluchtsort machten.

Des weiteren danke ich allen Mitarbeitern des „Roten Hauses“ für die freundschaftliche Zusammenarbeit.

Nicht zuletzt wird Dr. Thomas Hahn mein tief empfundener Dank zuteil.

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise unentgeltlich geholfen:

1. Dr. Norbert Achtziger half bei der Konzeption, Durchführung sowie Auswertung des Experiments zur Identifikation des Ga-Antisite-Defektes.
2. Mit Dr. Monika Risse wurde das Experiment zur elektrischen Charakterisierung Br-korrelierter Störstellen in GaAs vorbereitet und durchgeführt. Darüber hinaus beteiligte sie sich an der Auswertung der Ergebnisse.
3. Gemeinsam mit Dr. Joachim Bollmann wurde das Konzept der Untersuchung Zerfalls-induzierter Störstellen unter Nutzung der radioaktiven Isotope ^{24}Na und ^{42}K erarbeitet. Des weiteren half er bei der Durchführung des Experiments und dessen Auswertung.
4. Dr. Joachim Grillenberger steuerte wertvolle Impulse zur Auswertung der Ergebnisse bei.

Weitere Personen waren an der inhaltlichen und materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, daß ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 12.07.2004

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Fanny Albrecht
Geburtsdatum: 15. Januar 1973
Geburtsort: Naumburg / Saale
Familienstand: ledig

Ausbildung und Beruf:

| | |
|-----------------------|---|
| Sep. 1979 – Aug. 1989 | Polytechnische Oberschule in Bad Kösen |
| Sep. 1989 – Juni 1991 | Landesschule Pforta in Schulpforte |
| Juni 1991 | Abiturprüfung |
| Okt. 1991 – Jun. 1997 | Physikstudium an der Friedrich-Schiller-Universität Jena |
| Jan. 1996 – Dez. 1996 | Physikstudium an der University of New Mexico in Albuquerque NM/USA |
| Jun. 1997 | Diplomprüfung Thema der Diplomarbeit: „Untersuchung von In-Defekt-Komplexen in n-CdTe mit der Methode γ - γ -Winkelkorrelation“ |
| Juni 1998 – Mai 2004 | Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Festkörperphysik der Friedrich-Schiller-Universität Jena; Dissertation zum Thema: „Elektrische Charakterisierung von Störstellen in den III-V-Halbleitern GaAs und GaN mittels Ra- diotracer-Spektroskopie“ |
| Seit Juni 2004 | Angestellt als Product Engineer bei der Infineon Technologies SC300 GmbH & Co. KG in Dresden |

Jena, den 12.07.2004

Unterschrift